

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ES - SCIENCES PHYSIQUES

par

Albert DEMEYER

* * * * *

CONTRIBUTION EXPERIMENTALE A L'ETUDE DE LA THEORIE STATISTIQUE DE DESEXCITATION DU NOYAU

Soutenue le 29 Février 1972

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM	R. Chéry	Président
	M. Lefort	} Examineurs
	N. Porile	
	M. Gusakow	
	J. Tousset	

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ES - SCIENCES PHYSIQUES

par

Albert DEMEYER

* * * * *

CONTRIBUTION EXPERIMENTALE A L'ETUDE DE LA
THEORIE STATISTIQUE DE DESEXCITATION DU NOYAU

Soutenue le 29 Février 1972

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM	R. Chéry	Président
	M. Lefort	} Examineurs
	N. Porile	
	M. Gusakow	
	J. Tousset	



UNIVERSITE CLAUDE BERNARD de LYON

Président :	J. BOIDIN, Professeur
1er Vice-Président :	R. TOURAINÉ, Maître de Conférences agrégé
2ème Vice-Président :	P. PONCET, Maître-Assistant
3ème Vice-Président :	D. SETTELEN, Etudiant

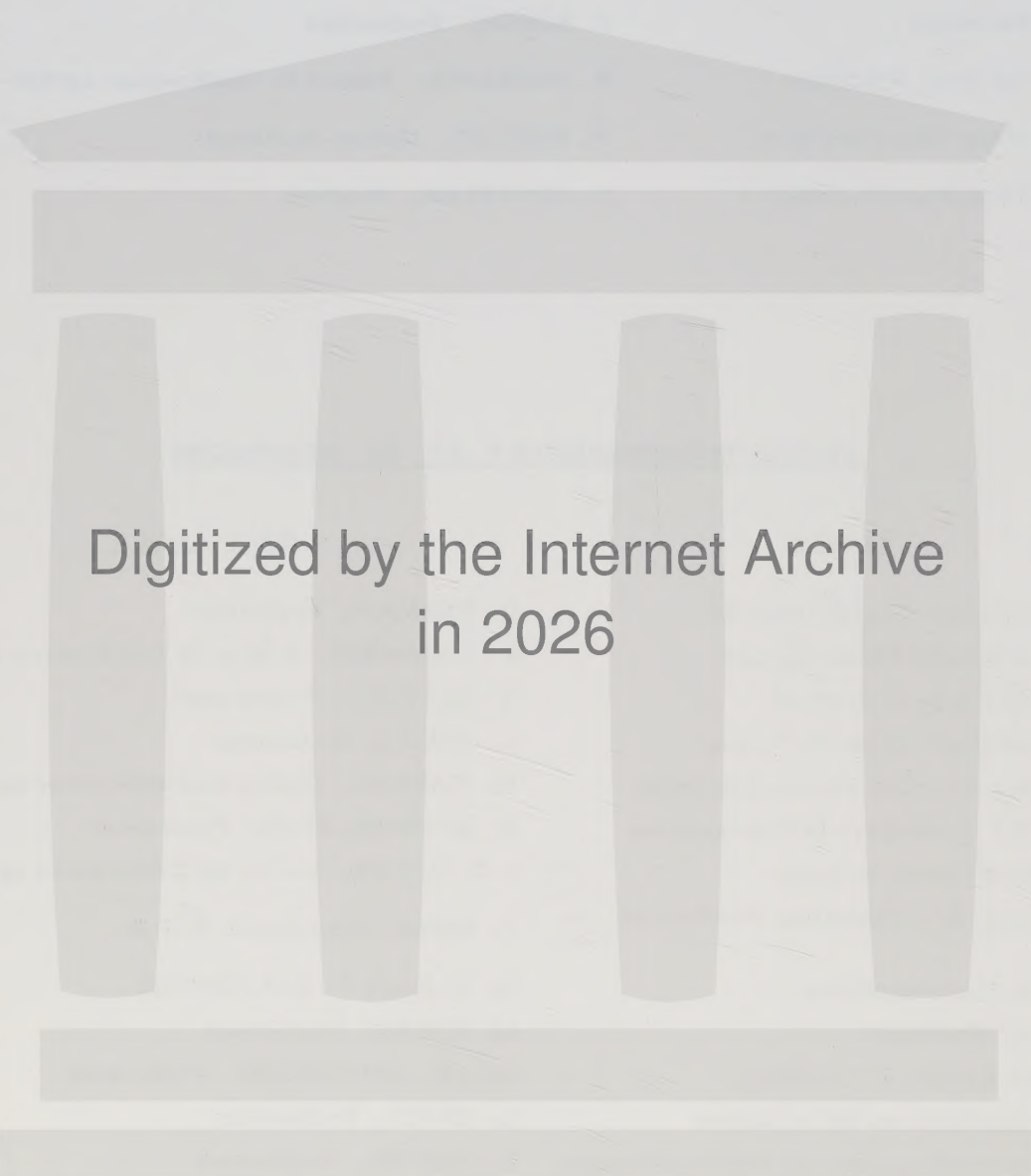
UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

Unités

Directeurs

U.E.R. Médicale Grange-Blanche	D. GERMAIN, Professeur
U.E.R. Médicale Alexis-Carrel	R. TOURAINÉ, Maître de Conférences agrégé
U.E.R. Médicale Lyon-Nord	A. BERTOYE, Professeur
U.E.R. Médicale Lyon-Sud-Ouest	L. TOLOT, Professeur
U.E.R. des Sciences Pharmaceutiques	M. CARRAZ, Maître de Conférences agrégé
U.E.R. des Techniques de Réadaptation	P. MOUNIER-KUHN, Professeur
U.E.R. de Biologie Humaine	J.C. CZYBA, Maître de Conférences agrégé
Institut Régional d'Education Physique et Sportive	J. SAPIN, Professeur E.P.S.
U.E.R. de Mathématiques	M. le Doyen J. BRACONNIER
U.E.R. de Physique	M. DUFAY, Professeur
U.E.R. de Chimie et Biochimie	Mlle D. GAUTHERON, Professeur
U.E.R. des Sciences de la Nature	L. DAVID, Professeur
U.E.R. de Biodynamique et Psychopédagogie	J. CHANEL, Professeur
U.E.R. de Physique Nucléaire	A. SARAZIN, Professeur
Institut Universitaire de Technologie-I	L. FEUVRAIS, Professeur
Institut Universitaire de Technologie-II	J. GALLET
Observatoire	J.H. BIGAY, Professeur

Secrétaire Général :	P. IZAUTE
----------------------	-----------



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552617_0062

S O M M A I R E

	Pages
I - INTRODUCTION	1
II - <u>ETAT DE LA QUESTION DU POINT DE VUE THEORIQUE</u>	3
1 - <u>Concepts du noyau composé</u>	3
1-a) Noyau composé et interaction directe	3
1-b) Indépendance des modes de formation et de désexcitation	4
1-c) Distribution aléatoire des variables à l'équilibre	5
2 - <u>Version de Hauser-Feshbach</u>	6
3 - <u>Corrections des effets des couches</u>	7
3-a) Variation du paramètre de densité de niveaux	8
3-b) Forces d'appariement et influence des couches fermées	8
3-c) Limite de spin ("niveaux toupie" ou "Yvast levels")	9
3-d) Variation du paramètre de distribution de spins	10
4 - <u>Calcul numérique des niveaux (modèle en couches)</u>	11
5 - <u>Modèle statistique dynamique</u>	12
III - <u>METHODES EXPERIMENTALES ET RESULTATS</u>	17
1 - <u>Méthodes radiochimiques</u>	17
1-a) Sections efficaces et rapports isomériques	17
1-b) Parcours moyen de recul	18
1-c) Recul différentiel	22
2 - <u>Spectres de particules</u>	23
2-a) Spectres alpha Zr (α α')	23
2-b) Spectres de neutrons ¹¹⁶ et ¹¹⁷ Sn (αn)	25
IV - <u>INTERPRETATION THEORIQUE</u>	29
1 - <u>Comparaison avec les concepts du noyau composé</u>	29
1-a) Parcours moyen de recul et mécanismes de réaction	29
1-b) Test d'indépendance des modes de formation et de désexcitation	32
1-c) Test de distribution aléatoire des variables et distribution angulaire des particules émises	33
1-d) Rapport d'embranchement du moment angulaire et remarque à l'aide de la mesure du recul différentiel	33

2 - Etude des rapports isomériques	36
2-a) Modèle du gaz de Fermi	36
2-b) Etude des effets résiduels dans les noyaux ^{84}Rb , ^{85}Sr et $^{87,86,85}\text{Y}$..	39
2-c) Etude des effets d'une limite de spin	43
3 - Etude des fonctions d'excitation	45
3-a) Influence du paramètre de densité de niveaux	45
3-b) Influence du niveau fondamental en énergie	47
3-c) Effets du moment angulaire	50
3-d) Comparaison avec l'expérience	51
4 - Etude des spectres de particules	54
4-a) Etude des spectres de neutrons (α n)	54
4-b) Etude des spectres de particules alpha (α α')	56
1. Diffusion inélastique	56
2. Particules d'évaporation et de préévaporation	58
3. Distribution angulaire des particules évaporées	63
V - CONCLUSION	65
BIBLIOGRAPHIE	69

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon qui a bien voulu m'accueillir dans ce laboratoire et m'encourager avec une constante bienveillance.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur R. CHERY pour la compréhension et l'aide que j'ai toujours trouvées auprès de lui tant dans mon travail de recherche que dans celui d'enseignement.

Je remercie Monsieur le Professeur J. TOUSSET pour son soutien lors des diverses étapes de notre travail et pour l'intérêt qu'il y a toujours porté.

Que Monsieur le Professeur M. GUSAKOW sache que je le remercie bien vivement des discussions fructueuses que nous avons pu avoir ensemble et de ses judicieux conseils.

Que Monsieur le Professeur N. PORILE, de l'Université Purdue (Lafayette, U.S.A.) soit remercié d'avoir bien voulu accepter de faire partie de ce Jury. J'ai toujours eu la plus profonde admiration pour la clarté des travaux qu'il a publiés, travaux qui nous ont beaucoup aidé dans notre tâche.

Que Monsieur le Professeur M. LEFORT, de l'Université d'Orsay Paris, trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour les conseils précieux et la bienveillance qu'il a toujours bien voulu m'accorder au cours de mes nombreux passages dans son laboratoire de Chimie Nucléaire.

Qu'il me soit permis ici d'évoquer avec émotion la mémoire de Monsieur le Professeur C. BLOCH qui avait bien voulu s'intéresser à notre travail et nous faire bénéficier de sa grande expérience des problèmes théoriques abordés.

Je remercie également Monsieur le Professeur J. GILAT, de l'Université de Yavné (Israël) et Monsieur le Professeur E. EL BAZ pour le soin qu'ils ont apporté à la lecture de la partie théorique.

Ces recherches ont été initiées à l'Université de Washington-Seattle (U.S.A.) durant l'année 1969, grâce à une Bourse OTAN; ce séjour m'a permis de rencontrer Monsieur le Professeur R. VANDENBOSCH dont l'esprit scientifique aigu a été pour moi un exemple, et fut à l'origine de ce travail.

Je remercie tout spécialement Monsieur TRAN MINH DUC, Maître-Assistant, dont la rencontre sur le plan scientifique, et une amitié plus ancienne ont rendu possible la constitution d'une équipe; nos résultats sont l'un des fruits de cette collaboration. Je voudrais associer à ces remerciements les autres membres du groupe qui nous ont amicalement aidé : Madame N. CHEVARIER, Messieurs A. CHEVARIER P. PERTOSA et G. HOLLINGER.

Je voudrais remercier Monsieur R. BIMBOT et Y. LEBEYEC pour l'amicale collaboration rencontrée lors de mes nombreux passages dans le Laboratoire de Chimie Nucléaire d'Orsay.

Que mes collègues Roumains, T. MAGDA, D. PLOSTINARU et A. ALEVRA trouvent ici l'expression de mon amitié née d'une collaboration qui, je l'espère, sera encore fructueuse.

Je dois beaucoup à Monsieur le Professeur M. BLANN, de l'Université de Rochester (U.S.A.) qui a mis à notre disposition les programmes du modèle précomposé; à Monsieur J. MEYER, Assistant, pour son aide lors de l'utilisation du programme D.W.U.C.K. Les nombreuses discussions que j'ai eues avec eux tous m'ont été d'une aide précieuse.

Je suis très redevable à Madame M. JOOS de son aide pour l'adaptation et la mise au point de nos programmes de calcul et aussi à Monsieur Z. HERNAUS, dessinateur, dont le trait est apprécié même au-delà de nos frontières.

J'aimerais enfin remercier les équipes de conduite et les techniciens des accélérateurs, du service d'électronique générale, du service de préparation des cibles et l'ensemble du centre de documentation pour l'aide efficace obtenue auprès d'eux.

I INTRODUCTION

Les propriétés des noyaux très excités dans le continuum sont encore peu connues. Cette région d'énergie correspond à l'excitation d'un grand nombre de nucléons et à la juxtaposition de nombreuses voies possibles de réaction. L'analyse en est compliquée : la densité élevée des états excités et le caractère aléatoire des interactions entre nucléons relèvent des méthodes de la mécanique statistique.

Le nombre des expériences de différente nature qui ont été conçues pour examiner ces questions est resté peu élevé jusque dans les années 60. Cependant la possibilité d'utiliser de nouveaux accélérateurs, principalement à ions lourds, permet aujourd'hui de tester l'importance de paramètres souvent négligés jusque là (moment angulaire, niveaux "Yrast", section efficace de fusion). D'autre part, les améliorations des systèmes de détection et de l'électronique associée, rendent plus aisées les mesures sur une grande plage énergétique des particules émises ainsi que celles de leurs distributions angulaires.

Sur le plan théorique les progrès réalisés ont permis dans un premier temps de prendre en compte, comme des corrections aux paramètres de la théorie statistique classique, les effets des couches (force d'appariement, variation du paramètre de densité des niveaux, remplissage des dernières couches, etc...). Puis le modèle de Hauser-Feshbach permet de prendre en compte l'influence du moment angulaire et de la parité. Enfin, dans ces toutes dernières années, des auteurs⁽⁴⁵⁾ se sont efforcés de faire le calcul numérique exact, dans le cadre du modèle en couches, de tous les niveaux excités en fonction de l'énergie d'excitation ce qui permet de se rendre compte du sens physique de la paramétrisation déduite du modèle statistique.

La validité de ce modèle, si elle a reçu aujourd'hui un grand nombre de tests, n'est basée que sur des accords disparates théorie-expérience, concernant par exemple l'un des faits expérimentaux précédents ou au maximum deux. Rarement le même modèle avec les mêmes paramètres a été utilisé pour rendre compte de plusieurs phénomènes différents. Nous avons cherché dans ce travail à obtenir le meilleur accord possible pour toute une série de données

expérimentales concernant le rapport d'embranchement des moments angulaires (rapports isomériques), les fonctions d'excitation, les spectres d'évaporation et leurs distributions angulaires, les mesures de recul pour les mêmes réactions. Cela constitue un test plus sévère et il y a lieu de penser que l'accord théorique optimal avec ces divers résultats expérimentaux doit être une garantie du bien-fondé des approximations - symétries ou invariances - adoptées dans le modèle considéré.

C'est dans cet esprit que nous avons abordé les études suivantes :

- Comparaison des fonctions d'excitation obtenues pour les particules alpha sur le noyau ^{85}Rb avec celles obtenues par d'autres auteurs ⁽⁵⁸⁾ à l'aide de protons sur le noyau ^{88}Sr permettant de contrôler l'hypothèse de l'indépendance de la formation et de la désexcitation du noyau composé.

- Mesure des parcours moyens de recul précisant la zone de validité pour une telle comparaison.

- Etude pour les noyaux ci-dessus des rapports isomériques donnant des informations sur le paramètre responsable de la dissipation du moment angulaire, étude étendue à d'autres systèmes particule-cible produisant ces mêmes noyaux ainsi qu'aux noyaux ^{85}Sr et ^{89}Zr [réactions (γn) , (p, xn) , (p, pxn) , $(n, 2n)$, (dxn) , (αxn) et $(\alpha \alpha n)$].

- Test des écarts par rapport au modèle du gaz de Fermi pour les résultats précédents au moyen des modèles du supraconducteur ⁽⁴⁰⁾ et de Lang et Le Couteur ⁽⁴¹⁾.

- Etude des spectres de particules de la réaction $(\alpha \alpha')$ ainsi que de leur distribution angulaire, à partir d'une cible de zirconium, de numéro atomique voisin, bombardée à l'énergie incidente de 54 MeV.

- Contrôle de la persistance des effets des forces d'appariement à énergie d'excitation élevée par la mesure des spectres des neutrons sur des cibles ^{116}Sn et ^{117}Sn bombardées avec des particules alpha de 20 MeV.

Nous verrons qu'effectivement tout ce faisceau de renseignements expérimentaux est susceptible d'une interprétation cohérente, permettant de dégager par des méthodes différentes des valeurs de certains paramètres de la théorie en bonne concordance, à condition de prendre en compte correctement l'influence des effets résiduels sur les conclusions du modèle du gaz de Fermi.

II. ETAT DE LA QUESTION DU POINT DE VUE THEORIQUE

1. CONCEPTS DU NOYAU COMPOSE

En 1936, Bohr ⁽¹⁾ suggère le mécanisme du noyau composé pour expliquer les nombreuses résonances de faibles largeurs observées dans les fonctions d'excitation de neutrons lents. Il y est supposé que dans une réaction nucléaire la particule incidente interagit fortement avec le noyau-cible et qu'elle partage très vite son énergie avec les nucléons. Invoquant l'hypothèse statistique, Weisskopf et Ewing ⁽²⁾ étendent le modèle d'évaporation au domaine du continuum. Cela entraîne un certain nombre de caractéristiques qu'il nous faut rappeler :

a) Le temps entre la formation et la désexcitation du système composé doit être suffisamment long pour qu'un genre d'équilibre thermodynamique puisse être atteint.

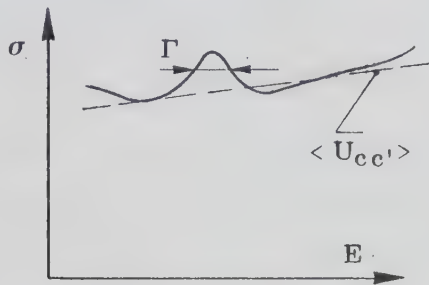
b) Les processus de formation et de désexcitation étant séparés par cet état composé intermédiaire doivent être indépendants tout en satisfaisant aux restrictions imposées par la conservation de l'énergie, du moment angulaire total, de la parité.

c) Le temps de relaxation associé au processus d'équilibre est en général suffisamment long pour provoquer l'apparition d'une structure fine ($\Gamma = \hbar/\tau$) du noyau composé.

1.a) Noyau composé et interaction directe

Si des mesures de durées de vie pouvaient être faites, la nature d'une réaction particulière pourrait être déterminée sans ambiguïté. En fait, ces mesures ont déjà été effectuées dans la région des résonances par observation des largeurs de niveaux et sont à l'origine même du concept de noyau composé. Plus récemment Ericson ⁽³⁾ a mis en évidence des fluctuations dans la région du continuum, lorsque quelques états finaux seulement sont concernés et que la résolution en énergie est de l'ordre de la largeur de ces structures fines. La mesure de la largeur de ces fluctuations combinée à la mesure de la section efficace pour un niveau donné du noyau résiduel permet d'obtenir la valeur absolue de la densité de niveaux. C'est la méthode la plus directe de mise en évidence d'un état composé intermédiaire pour le continuum, mais il faut noter qu'actuellement seuls des résultats assez fragmentaires sont disponibles sur la durée de vie du noyau composé. Le processus d'interaction directe est rapide (de l'ordre du temps de transit de la particule incidente dans le noyau, soit environ 10^{-22} sec.) alors que les réactions procédant par l'intermédiaire d'un état composé sont de plusieurs ordres de grandeur plus lentes. Malheureusement les réactions les plus lentes sont encore de l'ordre de 10^{-15} sec., mesure qui n'est pas encore très aisée à atteindre directement. Ce faisant, l'on se contente de l'étude de faits expérimentaux moins directs tels que les fonctions d'excitation, les spectres en énergie et leurs distributions angulaires, la mesure du recul ainsi que les rapports d'embranchement de moments angulaires différents. Une nouvelle technique utilisant les phénomènes de "blocage" des produits d'une réaction dans les cristaux permet d'estimer des durées de vie de l'ordre de 10^{-19} à 10^{-16} sec. (55).

La différence entre les deux processus se manifeste encore au niveau des sections efficaces (Feshbach ⁽⁴⁾). Ainsi, pour de faibles énergies d'excitation, la courbe de section efficace présente des pics relativement intenses liés au processus par noyau composé superposé à une section efficace lentement variable avec l'énergie caractéristique d'un processus d'interaction directe. Les durées très différentes de ces deux processus permet de montrer



que l'amplitude totale $|U_{cc'}|$ de réaction se décompose en une valeur moyenne $\langle U_{cc'} \rangle$ liée au processus rapide et une structure fine $\widehat{U}_{cc'}$ provenant du noyau composé

$$\sigma_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \left| \widehat{U}_{cc'} + \langle U_{cc'} \rangle \right|^2 = \sigma_{cc'}^{\text{composé}} + \sigma_{cc'}^{\text{direct}} \quad (1)$$

Une méthode d'analyse proposée par C. Bloch ⁽⁵⁾ basée sur la théorie des communications permet d'extraire les caractéristiques en position et en largeur des structures macroscopiques en éliminant les résonances du noyau composé.

Cependant lorsque l'énergie augmente au delà de 20 MeV pour les noyaux mi-lourds, il est déjà plus difficile de séparer les deux contributions et il apparaît également des structures intermédiaires. Cette propriété peut être utilisée dans la région du continuum. Cependant ce critère de variation de la section efficace avec l'énergie est insuffisant pour caractériser les deux processus et il faut faire appel à d'autres propriétés pour les discriminer plus nettement.

1.b) Indépendance des modes de formation et de désexcitation

Dans le modèle d'évaporation la réaction nucléaire suit le processus à deux étapes : projectile + cible (c) $\rightarrow$ noyau composé $\rightarrow$ produits de réaction (c').

La section efficace de la réaction considérée s'exprime par :

$$\sigma_{cc'} = \sigma_c \cdot \frac{G_{c'}}{G} \quad (2)$$

Le terme σ_c qui dépend uniquement du couple initial projectile-cible (c) est la section efficace de formation du noyau composé. Le second facteur, appelé rapport d'embranchement, dépend seulement des produits finaux c'. Le dénominateur de ce rapport d'embranchement est la somme de tous les facteurs $G_{c'}$ pour tous les produits de réaction

$$G = \sum_{c'} G_{c'}$$

Pour développer ce modèle, on se base sur le principe de micro-réversibilité des réactions qui permet d'exprimer chaque terme $G_{c'}$ au moyen de la section efficace du noyau composé pour le couple final noyau résiduel - particule c'. Le théorème de micro-réversibilité des réactions s'énonce ainsi :

$$k_c^2 \sigma_{cc'} = k_{c'}^2 \sigma_{c'c} \quad (3)$$

où k_c est le nombre d'ondes pour le couple c et $\sigma_{c'c}$ est la section efficace de formation de la réaction inverse. Combinant les équations (2) et (3), on obtient :

$$\sigma_{cc'} = \sigma_c \frac{k_{c'}^2 \sigma_{c'c}}{\sum_{c'} k_{c'}^2 \sigma_{c'c}} \quad (4)$$

Le temps de réaction étant suffisamment long, le noyau composé a "oublié" les propriétés de la voie de formation (compte tenu des propriétés de la conservation de l'énergie, quantité de mouvement, moment angulaire, parité et peut-être de l'isospin et des restrictions dues à la déformation) alors l'hypothèse d'indépendance des modes de formation et de désexcitation est valable. La première vérification de cette hypothèse a été faite par Ghosdal⁽⁶⁾ en 1950. Il étudia la désexcitation du noyau composé ^{64}Zn produit par les réactions $^{60}\text{Ni} + \alpha$ et $^{63}\text{Cu} + p$ à différentes énergies de bombardement. L'égalité approximative des rapports $\sigma(\alpha, pn) / \sigma(\alpha, 2n)$ et $\sigma(p, pn) / \sigma(p, 2n)$ a été interprétée comme une confirmation de l'hypothèse d'indépendance. D'autres auteurs⁽⁷⁾ sont arrivés aux mêmes conclusions.

1.c) Distribution aléatoire des variables à l'équilibre

L'évolution des grandeurs qui caractérisent le système projectile-cible (énergie, moment angulaire, etc...) dans le cas du noyau composé s'effectue dans le sens d'une répartition progressive sur un ensemble de nucléons, répartition qui entraîne précisément un certain état d'équilibre de ce noyau. L'hypothèse admise alors est que cette distribution est de nature aléatoire (nous verrons par la suite que c'est un cas limite). De même on a admis qu'après un premier processus de désexcitation (nucléons, agrégats de nucléons, photons, etc..) le noyau résiduel atteint rapidement un nouvel état d'équilibre avant de se désexciter à son tour.

Cette désexcitation par étape entre les états à l'équilibre simplifie beaucoup les calculs en supprimant le facteur temps. Dans ces conditions les probabilités d'évaporation d'une particule c' d'énergie $e_{c'}$ peuvent se mettre sous la forme :

$$G_{c'}(e) de = \frac{(2s_{c'} + 1) m_{c'} e_{c'} \sigma_{\text{inv}}(e_{c'}) w(U_{c'}) de}{\sum_{c'} (2s_{c'} + 1) m_{c'} \int_0^e e_{c'} \sigma_{\text{inv}}(e_{c'}) w(U_{c'}) de} \quad (5)$$

m , s et σ sont la masse, le spin et la section efficace inverse de capture de la particule d'énergie e . $w(U)$ est le nombre d'états par unité d'énergie du noyau résiduel disposant de l'énergie U .

Une expression pour la densité d'états dérivée du modèle simple du gaz de Fermi (approximation continue) est :

$$w(U) = C \cdot U^{-5/4} \exp^{2(aU)^{1/2}} \quad (6)$$

où a est le paramètre de densité de niveaux relié à la densité de particules indépendantes au niveau de Fermi g par la relation $a = \frac{\pi^2 g}{6}$. Il est souvent utilisé comme un paramètre

variable bien que les prédictions de la théorie donnent une valeur proche de $A/8$.

Un grand nombre de fonctions d'excitation, de largeurs d'émission, le nombre et l'énergie des particules émises ont pu être ainsi interprétés mais il a fallu parfois utiliser des valeurs pour les paramètres très éloignées des valeurs prévues par la théorie.

En particulier les effets du moment angulaire partiellement responsables de ces écarts ont été pris en compte par la version plus élaborée de Hauser-Feshbach⁽⁸⁾, aidée en cela par le modèle optique qui donne les sections efficaces pour une valeur de spin donnée.

2. VERSION DE HAUSER-FESHBACH

L'impuissance de la théorie de Weisskopf à prendre en compte la conservation du moment angulaire et de la parité peut être levée si nous appliquons les concepts de la mécanique quantique aux états initiaux et finaux. Les expressions sont présentées de façon complète par Douglas et McDonald⁽⁹⁾ et Thomas⁽¹⁰⁾. On obtient pour la section efficace différentielle :

$$\frac{d^2 \sigma_{cc'}}{d\theta \cdot de} = \sum_{I_{c'}} \sum_{I_{\ell\ell's's'}} \sigma_{cc'} \rho(U, I_{c'}) \cdot A_{cc'}(\theta) \quad (7)$$

avec

$$A_{cc'}(\theta) = \frac{(-1)^{s-s'}}{4\pi(2J+1)} Z(\ell_c J \ell_c J, s_c L) Z(\ell_{c'}, J \ell_{c'}, J, s_{c'} L) P_L(\cos \theta)$$

P_L est le polynôme de Legendre d'ordre L .

Z est le terme de couplage des moments angulaires exprimé à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan et de Racah.

La densité de niveaux pour une valeur de J donnée est la différence entre la densité d'états pour $M = J$ et celle pour $M = J+1$ (M étant la projection du moment angulaire sur un axe fixe).

$$\rho(U, J) = \omega(U, M = J) - \omega(U, M = J+1)$$

Lang⁽¹²⁾ propose la relation :

$$\omega(U, J) = \omega\left(U - \frac{M^2}{2g < m^2 >}, 0\right).$$

Après développement et en ne retenant que le premier terme de la série, on obtient :

$$\rho(U, J) = \frac{(2J+1)}{2(2\pi)^{1/2} \sigma^3} \exp\left\{\frac{-J(J+1)}{2g < m^2 > t}\right\} \omega(U) \quad (8)$$

Par approximation nous pouvons identifier la somme des valeurs moyennes des carrés des moments magnétiques $< m^2 >$ sur un axe fixe pour chacune des ν particules à une distribution de Gauss d'écart type σ^2 .

$$\sigma^2 = \nu < m^2 >$$

Le nombre moyen de particules et de trous contribuant au moment angulaire est donné par la relation $\nu = g t$ ce qui nous permet de remplacer $g < m^2 > t$ par σ^2 dans la relation (8), t étant la température thermodynamique : $U = a t^2 - t$.

La section efficace intégrée sur tous les angles peut s'écrire

$$\sigma_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2 (2I_c + 1) (2i_c + 1)} \sum_{\substack{J, \ell, \ell' \\ s, s'}} \frac{(2J + 1) T_c^{\ell} \cdot T_{c'}^{\ell'}}{g(J)} \quad (9)$$

La voie d'entrée est caractérisée par les spins de la particule incidente i_c et de la cible I_c et par le moment angulaire orbital ℓ_c . De même pour la voie de sortie c' . T_c^{ℓ} et $T_{c'}^{\ell'}$ sont les coefficients de transmission de moment angulaire orbital ℓ et ℓ' pour la voie d'entrée et la voie de sortie. Ces coefficients de transmission contiennent les propriétés nucléaires du problème et sont reliés aux déphasages δ_{ℓ} du modèle optique par la relation :

$$T_c^{\ell} = 1 - \left| e^{2i\delta_{\ell}} \right|^2$$

$g(J)$ caractérise la probabilité de désexcitation de ce niveau. Celle-ci est calculable soit en faisant une sommation sur toutes les voies ouvertes ($g(J) = \sum_{c', \ell'} T_{c'}^{\ell'}$) soit en utilisant une expression de la densité des niveaux résiduels dépendante du moment angulaire de la forme de l'équation (8) (11).

La distribution angulaire dépend de l'orientation du noyau composé. Les particules de basse énergie auront la plupart du temps un moment angulaire orbital $\ell_{c'} \approx 0$ et seront donc émises isotropiquement. Les particules de plus grande énergie présenteront une certaine anisotropie. Cette théorie a été confrontée avec un certain nombre de réactions nucléaires procédant par le noyau composé (13). Les couples projectile-cible étaient $^{64}\text{Zn} + \alpha$, $^{56}\text{Fe} + ^{12}\text{C}$ et $^{52}\text{Cr} + ^{16}\text{O}$. L'hypothèse d'indépendance des modes de formation et de désexcitation a été vérifiée.

Cependant, cette théorie apparaît encore trop grossière, des raffinements se sont montrés nécessaires parce que nous sommes en présence, non pas d'un gaz de fermions, mais d'un nombre de nucléons fini dans un volume fini ayant des corrélations entre eux.

3. CORRECTION DES EFFETS DES COUCHES

La mise en évidence du modèle en couches dans les années 50 ainsi que celle de processus d'interaction directe (approximation de Born) rejetèrent très provisoirement dans l'ombre, le modèle statistique mais bientôt on tenta de jeter un pont (14) entre les deux classes théoriques, l'une décrivant essentiellement les propriétés collectives, l'autre s'intéressant plus spécifiquement aux propriétés individuelles des nucléons.

3.a) Variation du paramètre de densité de niveaux

C'est ainsi que l'on comprit que l'influence des couches se manifeste dans la densité des résonances qui apparaît pour une même énergie d'excitation être de un à trois ordres de grandeur plus faible pour les noyaux magiques ou presque magiques que pour les noyaux entre les couches.

L'importance de ces effets a été soulignée en premier lieu par Bloch⁽¹¹⁾. Certains auteurs^(15, 16, 17) ont pensé décrire ce phénomène comme un simple décalage de l'énergie d'excitation, d'autres^(18, 19) ont pu interpréter correctement les résultats des résonances neutroniques en utilisant comme caractéristique les spins effectifs J_N et J_P des dernières couches. Pourtant Strutinsky⁽²⁰⁾ a calculé les valeurs du paramètre de densité de niveaux dans le cadre du modèle en couches pour des énergies d'excitation de l'ordre de 100 MeV et obtenu une relation monotone $a = A/7,5$.

Il faut donc en conclure que les effets de "magie" ne persistent pas jusqu'à une telle énergie et que la densité des niveaux rejoint alors une valeur proche de celle pour les noyaux entre les couches. De fait, des auteurs^(21, 22) ont calculé l'importance de la structure du spectre de particules indépendantes et son influence sur le paramètre a . Gadioli⁽²³⁾ propose un modèle simple pour le noyau ^{208}Pb et montre l'influence considérable de telles variations entre quelques MeV et 50 MeV d'énergie d'excitation.

Cependant, la comparaison⁽²⁴⁾ de l'analyse des résonances ($E^* \sim 8 \text{ MeV}$) avec les valeurs nécessaires pour l'interprétation des fluctuations statistiques ($E^* \sim 20 \text{ MeV}$) dans la région de masse $24 < A < 110$ montre la constance du paramètre a . Une étude bibliographique de chaque noyau doit donc être faite pour obtenir les informations sur ce paramètre aux basses énergies d'excitation avant d'utiliser une valeur arbitraire.

3.b) Forces d'appariement et influence des couches fermées

Les calculs tenant compte de la structure discrète du spectre des nucléons sont exhaustifs mais fastidieux. Un calcul introduisant les effets du spectre discret comme des corrections à la formule standard du gaz de Fermi préserve, par contre, la simplicité de l'approximation continue.

En 1951 Hurwitz et Bethe⁽²⁵⁾ suggèrent que certains effets des couches peuvent être interprétés comme un décalage du niveau fondamental en énergie. Les études des espacements de niveaux des résonances neutroniques⁽²⁶⁾ montrent que la densité des niveaux à une énergie d'excitation donnée dépend de la parité des neutrons ou des protons. Plus précisément, on observe :

$$\rho_{i,i}(U) > \rho_{i,p}(U) = \rho_{p,i}(U) > \rho_{p,p}(U)$$

De plus, il semble que nous assistions à un simple décalage de l'énergie d'excitation disponible, ce décalage étant de l'ordre de la valeur de l'énergie d'appariement δ . Ce terme est utilisé pour retoucher l'énergie d'excitation U' : $U' = U - \delta$.

Beaucoup plus tard, Rosenzweig⁽¹⁵⁾ propose un modèle simple détaillant l'influence du degré de remplissage de la couche du niveau fondamental. Sur un niveau de dégénérescence g avec n particules et $(g - n)$ trous, il y a $\frac{g!}{(g-n)!n!}$ possibilités pour que les trous et particules permutent sur ce niveau sans dépense d'énergie. Il en résulte que les noyaux à couche fermée auront, à une énergie d'excitation donnée, une densité de niveaux plus faible que les noyaux voisins avec des couches partiellement remplies. C'est effet se traduit par un décalage en énergie ΔE du niveau fondamental par rapport à l'énergie du niveau de Fermi ($U + \Delta E$).

$$\Delta E = \frac{1}{12} g d_n - \left(\frac{d_n}{2g}\right) \left(n - \frac{1}{2}g\right)^2 + \frac{1}{12} e d_p - \left(\frac{d_p}{2e}\right) \left(p - \frac{1}{2}e\right)^2 \quad (10)$$

n et p sont le nombre de neutrons et de protons sur le niveau déterminé, g et e les dégénérescences des niveaux pour les neutrons et les protons, d_n et d_p les espacements des niveaux des neutrons et des protons. Ces espacements de niveaux peuvent être pris sur les diagrammes de Nilsson⁽²⁷⁾. Ce phénomène intervient surtout vers les couches fermées^(28, 29, 30).

A notre connaissance, une seule expérience due à Katsanos et al⁽³⁷⁾ a montré la réalité de ces effets sur la densité de niveaux jusqu'à 23 MeV d'énergie d'excitation à partir des résultats obtenus pour les noyaux de ^{55}Mn et ^{56}Fe . Ils ont constaté que les effets d'appariement sont indépendants de l'énergie d'excitation, celle-ci étant définie par rapport à une surface de référence plus proche du niveau fondamental pour les noyaux pairs que pour les noyaux impairs. Cela est à rapprocher des conclusions d'un groupe milanais⁽³²⁾ qui a analysé les résonances de neutrons lents, les spectres de réactions statistiques, le comptage des niveaux à basse énergie d'excitation et les fluctuations dans les fonctions d'excitation de noyaux de masse $A < 70$. Ils utilisent l'équation (8) avec $a = A/8$, $\tau = 0,7 \tau_{\text{rig}}$ et $U' = U - \delta + 70/A$ MeV. Un accord correct de la pente et de la valeur absolue de la densité de niveaux est obtenu pour des énergies allant de $1 + \delta$ à ~ 20 MeV. Huizenga⁽³³⁾ analyse les fonctions d'excitation pour des niveaux résiduels résolus dans le ^{56}Fe , ^{60}Ni et ^{38}Ar . Il conclut que le modèle du gaz de Fermi, décalé d'une énergie positive égale à deux fois l'énergie d'appariement (le noyau pair devient le noyau de référence en énergie) donne un bien meilleur accord. Il constate par ailleurs⁽⁵⁵⁾ que jusqu'à des énergies d'excitation d'environ 35 MeV, les paramètres ΔE et a sont susceptibles de varier mais qu'au delà ils tendent vers des valeurs correspondant à l'état normal du gaz de Fermi.

3.c) Limite de spin (niveaux "toupie" ou "Yrast levels")

L'équation (8) prédit une densité de niveaux trop importante pour les grands moments angulaires. Pourtant le couplage d'un nombre fini de nucléons possédant un certain spin donne nécessairement une densité de niveaux nulle au-dessus d'une certaine valeur maximale du moment angulaire. La forme gaussienne de la dépendance avec le moment angulaire (équation (8)) provient en fait de l'hypothèse faite sur la distribution aléatoire des spins d'un grand nombre de nucléons excités. Cette approximation n'est plus valable pour les moments angulaires élevés à une énergie d'excitation donnée. Grover⁽³⁴⁾ souligna le premier les effets de cette limite de spin. Sperber⁽³⁵⁾ donna les résultats pour un certain nombre de modèles. Les diverses relations paraboliques se trouvent entre les deux valeurs :

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2\tau} J(J+1) \quad , \quad \tau \text{ moment d'inertie du noyau} \quad (11.a)$$

$$E_J = \frac{\hbar^2 \pi^2}{6\tau} J^2 \quad (11.b)$$

Cette énergie correspond à une énergie non disponible pour la désexcitation qui est utilisée pour la rotation du noyau. Quoique pris en considération par différents auteurs (36) les travaux expérimentaux mettant en évidence cette limite de spin sont encore rares (37).

3.d) Variation du paramètre de distribution de spins

La valeur du paramètre de distribution de spins pour un gaz de fermions peut être reliée au moment d'inertie du noyau assimilé à une sphère rigide. Une valeur fractionnelle de ce moment d'inertie a souvent été utilisée pour souligner l'écart par rapport à cette théorie. Bloch (20) prédit que la valeur du moment d'inertie du noyau doit se rapprocher de celle d'une sphère rigide lorsque l'énergie croît. Cependant au cours des premières confrontations théorie-expérience, des moments d'inertie beaucoup plus faibles ont été trouvés. Bohr et Mottelson (38) proposèrent que les interactions résiduelles puissent être responsables de cet effet. Ericson (26) arriva aux mêmes conclusions pour des noyaux excités à l'énergie de liaison du neutron, les effets de couches et les corrélations dans le mouvement des nucléons produisant des déviations de part et d'autre du moment d'inertie pour une sphère rigide.

Plusieurs auteurs (39) ont dès lors proposé une expression de la densité de niveaux, obtenue par analogie avec l'état supraconducteur d'un métal qui prévoit une réduction du moment d'inertie ainsi qu'un comportement à température constante en-dessous d'une certaine énergie critique. Vonach (40) applique cette expression aux résultats expérimentaux disponibles et obtient un accord valable avec la température nucléaire grâce à un paramètre de densité de niveaux bien plus faible que celui espéré. Par ailleurs la réduction du moment d'inertie est cohérente avec les rapports isomériques uniquement pour les noyaux de masse impaire. Un autre modèle proposé par Lang et Le Couteur (41) qui introduit les forces d'appariement dans le calcul de la densité de niveaux prévoit une réduction jusqu'à des énergies plus élevées. Certains auteurs (42, 59) le trouvent en meilleur accord avec l'expérience.

En conclusion on voit donc que dans le cadre des hypothèses fondamentales de la théorie statistique des noyaux : distribution aléatoire des grandeurs physiques, approximation continue de la densité de niveaux, il a été progressivement possible de prendre en considération, par des corrections convenables, divers effets (moment angulaire, structure en couches, appariements ...)

Une étude expérimentale des conditions d'application de cette théorie (43) montre d'ailleurs que son utilisation, sous la forme Hauser-Feshbach, est légitime même pour $T_c \lesssim 1$, mais l'hypothèse sans doute la plus sévère concerne la nature continue de la distribution des niveaux.

C'est pourquoi avec l'avènement des grandes calculatrices, rendant possibles des calculs autrefois hors de portée, divers auteurs ont cherché à tenir compte de manière plus réaliste de la structure des niveaux.

4. CALCUL NUMERIQUE DES NIVEAUX (MODELE EN COUCHES)

La formule standard de la densité de niveaux (6) provient d'une approximation continue sur des niveaux de fermions régulièrement espacés (comme pour un puits de potentiel harmonique). Des simplifications très sévères ont dû être faites pour l'obtenir, si bien qu'on ne peut s'étonner que l'interprétation des résultats expérimentaux entraîne souvent un réajustement des paramètres.

La méthode numérique de Hillman et Grover⁽⁴⁵⁾ permet de calculer chaque configuration d'énergie exacte à l'aide d'une grande calculatrice. Cette méthode emploie le principe de classification et d'énumération directe. L'énumération est effectuée, après avoir engendré les configurations dans un ordre donné et sélectionné celles qui satisfont au principe de Pauli et qui ont le nombre adéquat de nucléons. Les niveaux d'énergie sont ceux des niveaux à particules indépendantes pris sur les diagrammes de Nilsson⁽²⁹⁾ pour une déformation nucléaire choisie ($\beta = 0$ par simplicité). Cependant des interactions résiduelles doivent affecter la densité moyenne de ces niveaux et doivent être prises en compte. La plus importante est probablement celle des forces d'appariement pour des nucléons semblables qui peut être introduite à l'aide de la théorie du supraconducteur⁽⁴⁶⁾.

Les moments angulaires possibles pour chaque configuration sont calculés en utilisant une combinaison obéissant à une simple règle de couplage vectoriel.

Les résultats sont stockés en énergie et moment angulaire total pour chaque genre de nucléons, puis couplés l'un à l'autre. On obtient alors la densité de niveaux en fonction de l'énergie et du moment angulaire.

La principale conclusion de cette analyse est que la dépendance avec l'énergie est en accord avec les résultats expérimentaux pour le ^{56}Fe , ^{55}Mn , ^{114}Cd et ^{166}Ho . La comparaison avec une relation algébrique proposée par Cameron⁽⁴⁷⁾ pour les deux derniers noyaux révèle une concordance assez satisfaisante. Ces résultats montrent que le paramètre a peut être considéré comme indépendant de l'énergie. En outre, cette analyse souligne les effets de la structure en couches même aux énergies les plus élevées.

Le résultat le plus significatif est que la dépendance avec le moment angulaire est mal représentée par l'approximation de la gaussienne. Ce désaccord est surtout très important aux spins les plus élevés et montre que la formule analytique, ne retenant que le premier terme de la série, n'est plus valable dans ce cas là. Cependant l'application de cette solution numérique à l'analyse des résultats pour les réactions nucléaires est incommode. Une expression analytique pouvant reproduire les faits essentiels de cette solution exacte faciliterait son emploi et fournirait un guide pour l'extrapolation aux régions d'énergie d'excitation au-delà de celles testées pour la solution numérique ($\sim 20 \text{ MeV}$ pour $A = 100$).

C'est ainsi que Gilat⁽⁴⁸⁾ montre que la proposition de Lang⁽¹²⁾ pour résoudre l'équation (8) en incluant les termes d'ordre supérieur en J^2 donne un accord satisfaisant avec la méthode numérique. Il nous donne les valeurs des paramètres statistiques à utiliser et souligne que leur dépendance avec le nombre de nucléons est fortement affectée par la structure en couches des noyaux.

Decowski⁽³⁹⁾ puis Moretto⁽⁵⁰⁾ évitent également les approximations dans le choix des niveaux de particules indépendantes en effectuant un calcul numérique de ces dernières à l'aide d'une méthode statistique. Moretto conclut que cette méthode est tout aussi valable que celle de Grover bien que ne faisant appel qu'à des calculs plus simples. Toutes ces méthodes numériques sont d'emploi relativement pénible. Néanmoins elles sont fort utiles, car elles permettent d'exploiter notre connaissance des spectres nucléaires avec un minimum d'approximation. La bonne concordance des interprétations ainsi obtenues avec celles déduites des modèles améliorés de la théorie statistique, utilisant des expressions analytiques simples, justifie a posteriori l'emploi de ces dernières.

En résumé, nous pouvons dire qu'il est possible maintenant d'interpréter les aspects essentiels des spectres des niveaux mais la théorie statistique suppose que toute désexcitation du noyau ne peut intervenir qu'après un équilibre résultant d'un processus de distribution aléatoire des grandeurs physiques. Pourtant le modèle optique suggère que toutes sortes de réactions nucléaires peuvent prendre place avant formation du noyau composé puisque le libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau est de l'ordre de grandeur du rayon nucléaire. Par ailleurs le temps de relaxation de l'état composé aux énergies d'excitation très élevées devient si court que l'idée même d'état composé peut paraître artificielle⁽⁵¹⁾.

Des calculs de cascades intranucléaires basés sur une méthode de Monte-Carlo sont alors les plus justifiés⁽¹⁰⁶⁾. Cependant ils conservent le principe de désexcitation en deux étapes, une discrimination arbitraire en énergie servant à les séparer. Les calculs deviennent fastidieux lorsque la particule incidente est composée de plusieurs nucléons tandis que cette dichotomie du processus de réaction est en soi non satisfaisante. C'est pour cela qu'Izumo⁽⁴⁴⁾ proposa en 1961 un modèle d'équilibre partiel ("point chaud") correspondant à une première tentative pour interpréter des processus intermédiaires entre ceux du noyau composé et de l'interaction directe. Plus tard Griffin⁽⁵³⁾ eut le même objectif avec le modèle précomposé dont nous allons maintenant rappeler les caractéristiques essentielles.

5. MODELE STATISTIQUE DYNAMIQUE

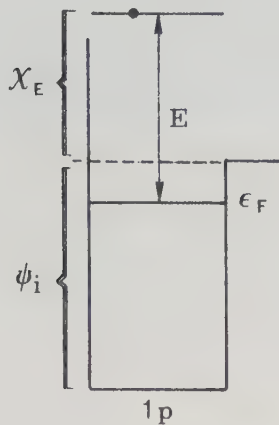
Le modèle dynamique pour le noyau composé est une des approches microscopiques d'étude des réactions nucléaires⁽⁵²⁾. Il pourra surprendre d'y voir associés les concepts du noyau composé à ceux mis en oeuvre par la théorie des spectres nucléaires. Mais cette opposition n'est en réalité qu'apparente, une approche microscopique ne donne pas seulement une meilleure compréhension du noyau composé mais met en relief des relations nouvelles entre les grandeurs physiques. Ce modèle étend les concepts physiques du modèle en couches aux états non liés du continuum et introduit le principe de hiérarchie pour classer ces états.

Dans le cadre du noyau composé décrit par N. Bohr⁽¹⁾ la particule incidente et le noyau cible fusionnent ensemble pour former le noyau excité. L'importance des forces attractives entre les nucléons fait que l'énergie de la particule incidente se distribue à un grand nombre de nucléons de la cible. Voyons maintenant comment décrire ce phénomène de façon plus précise dans le cadre du modèle en couches.

Un système de A nucléons est décrit par l'hamiltonien :

$$H = H_0 + V \quad (12)$$

V est le terme responsable de l'interaction résiduelle, H_0 est l'hamiltonien du modèle en couches, somme des opérateurs h_0 pour chaque particule indépendante (chacun d'entre eux contient une valeur moyenne v_0 du potentiel pour une particule indépendante : $h_0 = v_0 + t$, t étant l'opérateur d'énergie cinétique ; v_0 est habituellement pris comme un potentiel qui a la forme d'un oscillateur harmonique ou d'un potentiel de Woods-Saxon.



Les valeurs propres h_0 distribuées sur chacun des états propres pour les A nucléons pris individuellement peuvent se classer ainsi :

- Valeurs propres de diffusion χ_E , où un nucléon est sur un état d'énergie E , les $(A - 1)$ nucléons restants sont sur les orbitales des états liés. Cette fonction décrit les canaux d'entrée et de sortie du nucléon.
 - Valeurs propres quasiment liées ϕ_i qui décrit les A nucléons qui occupent les orbitales ou états liés.
- Ces états propres sont les résonances du noyau composé. Les niveaux ne sont pas nécessairement résolus

aussi, de par leur nature, doivent-ils être traités statistiquement ($E^* \leq 50$ MeV, $A > 20$). Le modèle ne peut alors donner que les propriétés générales du comportement moyen des résonances du noyau composé.

Nous pouvons, avec Weisskopf, décomposer l'interaction résiduelle V en plusieurs termes :

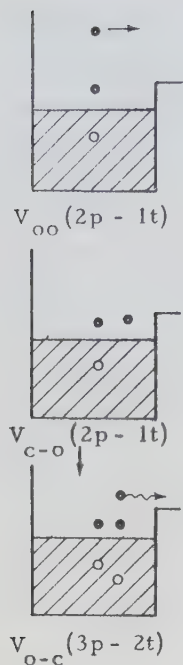
$$V = V_{cc} + V_{oo} + V_{c-o} + V_{o-c} \quad (13)$$

c concerne les états liés ϕ_i , o concerne les canaux χ_E . V_{cc} conduit à une combinaison linéaire des états ϕ_i , c'est-à-dire des résonances du noyau composé.

V_{oo} concerne la diffusion directe d'un nucléon de la voie d'entrée vers une voie de sortie. C'est le terme responsable des réactions directes analysables à l'aide de l'approximation de Born (D.W.B.A.).

$(V_{oc} + V_{co})$ est le terme qui relie les états liés du noyau composé aux canaux d'entrée et de sortie χ_E . Cette interaction est responsable de la formation et de la désexcitation du noyau composé.

Au cours de sa formation, le noyau composé peut être visualisé comme une chaîne de collisions nucléon-nucléon.



L'interaction résiduelle est alors considérée comme une somme d'interactions à deux corps. Le noyau choque d'abord un nucléon de la cible : si le terme responsable de la collision est V_{oo} , la configuration finale est un état à 1 particule ou un état à 2 particules - 1 trou ($2p - 1t$). Dans chacun des cas une particule occupe une orbitale h_0 du continuum. Nous avons alors affaire à une interaction directe. Par contre, si l'opérateur concerné est V_{c-o} , un état $2p - 1t$ est obtenu dans les orbitales liées ϕ_1 .

Une seconde collision se produisant, si le terme responsable est du type V_{oo} on obtient un état $3p - 2t$ tandis que l'on assiste à l'émission d'un état composé si le terme responsable est V_{o-c} .

Ainsi, nous voyons que les états du noyau composé à n particules et $(n-1)$ trous sont formés après $(n-1)$ collisions passant forcément par un état $2p - 1t$. Cet état appartient à ces structures intermédiaires parfois observées expérimentalement,

Le nombre d'états excités est relié directement au nombre de particules et de trous ou simplement au nombre d'excitons ($n = p + t$). Celui-ci varie de $2 (\Delta n = \pm 2)$ à chaque interaction. La configuration de plus grande hiérarchie ou complexité est obtenue à l'équilibre $n = \bar{n}$ ($\bar{n} = \sqrt{2gE}$). L'émission de particules est virtuellement ouverte à chaque étape de la séquence durant l'établissement de cet équilibre. Griffin⁽⁵³⁾ calcule les probabilités d'émission de particules pour chacun de ces états entre le nombre initial d'excitons n_i et l'état à l'équilibre $\bar{n}$, l'émission globale dite précomposée provient de la somme de toutes ces contributions.

Chaque contribution est calculée pour les états intermédiaires à l'aide de considérations dans l'espace des phases. Nous supposons qu'un tel état ne peut être responsable de cette émission que pendant sa durée de vie et qu'il est peuplé une seule fois au cours de la séquence allant de la hiérarchie la plus basse d'excitons jusqu'à la distribution à l'équilibre.

Blann⁽⁶⁷⁾, puis Harp et Miller⁽⁶⁶⁾ ont apporté des raffinements à ce modèle. Ils maintiennent la forme simple initiale mais peuvent prédire la variation de la fraction précomposée avec l'énergie d'excitation et la durée de vie des états intermédiaires.

Le taux d'émission d'un état à n excitons pour une particule de type x avec une énergie comprise entre ϵ et $\epsilon + d\epsilon$ est :

$$P_x^n(\epsilon) d\epsilon = \left[\frac{\rho_{n-1}(U) \cdot \rho_I(\epsilon)}{\rho_n(E)} \right] \cdot \left[\frac{\lambda_c(\epsilon)}{\lambda_c(\epsilon) + \lambda_{n+2}(\epsilon)} \right] d\epsilon \quad (14)$$

Le premier facteur est la probabilité pour que le noyau possédant une énergie d'excitation E ait un nucléon sur un état non lié d'énergie ϵ .

Le second facteur est la probabilité pour que cette particule puisse s'échapper dans le continuum au lieu d'effectuer une nouvelle interaction qui élève le nombre d'excitons à $n + 2$ (largeur d'émission).

La probabilité totale d'émission peut s'écrire sous la forme :

$$P_x(\epsilon) = \int_0^E \sum_{n=n_I}^{\bar{n}} \left[n f_x \right] \left[\prod_{n+2}^{\bar{n}} (1 - P_{(n-2)}) \right] n P_x(\epsilon) dE \quad (15)$$

Le premier facteur est la probabilité de présence d'une particule de type x pour un état d'exciton n .

Le second facteur est le terme de déplétion qui correspond à la probabilité d'atteindre cet état à n excitons sans émission préalable d'une particule ($P_{(n-2)}$ est pris égal à 0 pour le premier terme de la sommation).

$\lambda_c(\epsilon)$ est donné par la relation :

$$\lambda_c(\epsilon) = \frac{\sigma_{inv}(\epsilon) \left(\frac{2\epsilon}{m}\right)^{1/2} \rho_c(\epsilon)}{\rho_I(\epsilon) \Omega} \quad \text{avec} \quad \rho_c(\epsilon) = \frac{4\pi\Omega(2m)^{3/2} \epsilon^{1/2}}{h^3} \quad (16.a)$$

tandis que $\lambda_{n+2}(\epsilon)$ est estimé par Blann⁽⁶⁷⁾ :

$$\lambda_{n+2}(\epsilon) = \left[1,4 \cdot 10^{21} (\epsilon + B_x) - 6 \cdot 10^{18} (\epsilon + B_x)^2 \right] / k \quad (16.b)$$

$k = 1$ correspond au libre parcours moyen de diffusion nucléon-nucléon. Cependant à cause du principe d'exclusion de Pauli cette valeur est certainement surestimée dans la matière nucléaire. Les densités de niveaux sont celles de Williams⁽⁶⁸⁾ :

$$\rho_{(n=p+t)}(E) = \frac{g(gE - \theta)^{n-1}}{p! t! (n-1)!} \quad (16.c)$$

où $\theta = f(p, t)$ est une correction due au principe de Pauli.

Les seuls paramètres inconnus sont le nombre initial d'excitons et le libre parcours moyen dans la matière relié au paramètre k . Des considérations phénoménologiques sont alors nécessaires : le premier est lié à la particule incidente et à la structure de la dernière couche du noyau cible⁽¹⁰²⁾. Quant au second, des considérations géométriques comparables à celles introduites dans les calculs des cascades intranucléaires permettent d'en estimer l'ordre de grandeur.

À la différence de ce dernier modèle, nous pouvons déduire une expression similaire pour l'émission de particules à l'équilibre. Cette expression permet dès lors de déterminer la section efficace de réaction responsable pour l'émission par noyau composé.

$$P_c(\epsilon) = \int_0^E \frac{\rho_{n-1}(U) \cdot \rho_I(\epsilon)}{\rho_n(E)} \cdot \frac{\lambda_c(\epsilon) \cdot \rho_n(E)}{\rho(E)} \cdot dE \quad (17.a)$$

En remarquant que $\sum_n \rho_{n-1}(U) = \rho'(U)$ et en remplaçant $\lambda_c(\epsilon)$ par sa valeur on retrouve la formule d'évaporation classique :

$$P_c(\epsilon) = \int_0^E \frac{\rho'(U)}{\rho(E)} \frac{\sigma_{inv}(\epsilon) (2\epsilon/m)^{1/2}}{\Omega} \rho_c(\epsilon) dE \quad (17.b)$$

Le spectre total est obtenu comme la somme des deux contributions :

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \sigma_{total} \left[P_x(\epsilon) + \left[\prod_{n=2}^{\bar{n}} (1 - P_{n-2}) \right] P_c(\epsilon) \right] \quad (18)$$

Cette méthode doit donc permettre d'interpréter les "trainées" des fonctions d'excitation ainsi que la partie la plus énergétique des spectres de particules. Jusqu'ici peu de travaux y ont été consacrés (36, 57, 33).

En particulier ce modèle permet de déduire la proportion de la section efficace obéissant à l'hypothèse de distribution aléatoire des grandeurs physiques (noyau composé). Ce résultat est encore au delà de la portée des calculs en deux étapes, par contre les cascades intra-nucléaires tiennent mieux compte de la conservation du moment angulaire et de la géométrie spatiale des interactions se produisant dans le noyau. Il faut souligner que cette possibilité provient du caractère unifié du modèle en question qui propose de traiter les processus d'interaction directe, intermédiaires et du noyau composé à l'aide du même formalisme.

En résumé on peut dire que les raffinements apportés au développement des idées sur lesquelles s'appuie le modèle statistique fournissent maintenant un cadre riche dont le bien-fondé peut être testé par des expériences de type varié (des calculs avec des volumes nucléaires non sphériques devraient apporter plus de lumière sur les états très déformés et la fission⁽⁶⁹⁾).

C'est le but de ce travail qui se propose d'effectuer un test de cohérence de la théorie statistique du noyau en comparant ses conclusions à un certain nombre de résultats expérimentaux d'origines diverses.

III. METHODES EXPERIMENTALES ET RESULTATS

Les méthodes expérimentales mises en oeuvre se divisent en deux groupes suivant qu'elles s'attachent à l'étude des noyaux résiduels (méthode radiochimique) ou à l'étude des particules émises (détection sur le faisceau).

Le premier couvre l'obtention des reculs moyens, des rapports isomériques et les fonctions d'excitation pour les réactions induites par des particules alpha sur le rubidium, ainsi que la mesure différentielle du recul pour les deux états fondamental et métastable du noyau ^{86}Y produit par réaction $(\alpha, 3n)$. Les mesures des rapports isomériques des noyaux ^{84}Rb , $^{87,86,85}\text{Y}$ ont été réalisées à partir de divers systèmes particule-cible. Des résultats semblables ont été obtenus pour les noyaux ^{85}Sr et ^{89}Zr .

Le second groupe comprend l'étude des spectres des particules alpha émises par une cible de zirconium bombardée à l'aide de particules alpha de 54 MeV, ainsi que ceux des neutrons émis par deux cibles ^{116}Sn et ^{117}Sn bombardées avec des particules alpha de 20 MeV.

1. METHODE RADIOCHIMIQUE

1-a) Sections efficaces et rapports isomériques

Après des temps d'irradiation variable (5 minutes à 1 heure selon le cas), les activités sont mesurées sans aucune séparation chimique. Les comptages sont effectués à l'aide de compteurs Ge (Li) de capacité 20 cm^3 à l'Université de Washington, de 10 cm^3 à l'Institut de Physique Atomique de Bucarest et de 66 cm^3 à l'Université de Lyon. L'activité de chacun des noyaux formés est suivie sur plusieurs périodes. Dans le cas d'une filiation, les activités sont contrôlées dès que possible après la fin de l'irradiation. Les renseignements pour les données spectroscopiques sont pris sur les schémas de désintégration les plus récents ⁽⁵⁵⁾.

Réactions $^{85}\text{Rb} + \alpha$

Les cibles sont constituées de chlorure de rubidium comprimé, sous forme de pastilles. La pastille est placée dans un logement prévu sur le porte-cible et bloquée par des absorbants d'aluminium placés devant, qui dégradent le faisceau jusqu'à l'énergie désirée, après choix d'une épaisseur convenable ⁽⁵⁶⁾. Une feuille mince d'or, placée devant l'empilement, sert de moniteur de flux ⁽⁵⁷⁾. Les irradiations à l'aide de particules alpha sont réalisées sur le cyclotron de l'Université de Washington jusqu'à l'énergie maximale de 42 MeV ainsi qu'à l'aide du synchrocyclotron de l'Université de Lyon, jusqu'à l'énergie de 54 MeV.

Réactions $(n, 2n)$

Les échantillons de chlorure de strontium et de rubidium naturels ainsi que de zirconium (32 mg/cm^2) sont irradiés avec des neutrons de 14 MeV produits par la réaction $^3\text{H} (d, n) ^4\text{He}$.

Réactions (d 2n) et (d 3n)

Des pastilles de chlorure de rubidium et de strontium naturels ($< 35 \text{ mg/cm}^2$) et d'yttrium métallique (25 mg/cm^2), sont irradiées à l'aide du faisceau de deutons d'énergie maximale 27 MeV du synchrocyclotron de l'Université de Lyon et de 21 MeV du cyclotron de l'Université de Washington.

Réaction $^{81}\text{Br}(\alpha n)^{84}\text{Rb}$

Les cibles sont préparées par évaporation sous vide de bromure de sodium, d'épaisseur maximale $1,5 \text{ mg/cm}^2$, sur des supports d'aluminium de même épaisseur. Les irradiations sont effectuées au cyclotron de l'Institut de Physique Atomique à Bucarest avec des particules alpha de 18, 5, 20 et 24 MeV d'énergie maximale.

Réaction $^{89}\text{Y}(pn)^{89}\text{Zr}$

Les cibles d'yttrium naturel (25 mg/cm^2) sont bombardées à l'aide du faisceau de protons d'énergie maximale 10,5 MeV du cyclotron de l'Université de Washington.

Réactions $\text{Zr}(\alpha\alpha n)^{89}\text{Zr}$ et $^{88}\text{Sr}(\alpha 3n)^{88}\text{Zr}$

Nous utilisons des cibles ayant les mêmes caractéristiques que précédemment. Les irradiations sont effectuées au cyclotron de l'Université de Washington d'énergie maximale 42 MeV et étendues jusqu'à 54 MeV à l'aide du synchrocyclotron de l'Université de Lyon.

1 - b) Parcours moyen de recul

Les cibles sont préparées par évaporation sous vide de chlorure de rubidium sur des supports d'aluminium. Les cibles ainsi obtenues ont une épaisseur de l'ordre de 1 mg/cm^2 et une inhomogénéité inférieure à 3 %. Leurs supports et leurs capteurs ont une épaisseur d'environ $1,5 \text{ mg/cm}^2$. Les activités des cibles et capteurs sont comptées directement à l'aide de compteurs Ge (Li) de 20 cm^3 à 66 cm^3 . Aucune activité parasite de la part des supports et capteurs d'aluminium n'est observée.

Le parcours moyen de recul, projeté dans la direction du faisceau $\bar{R}_P$ est donné par :

$$\bar{R}_P = \frac{a_c}{a_c + a_r} \cdot e \quad (21)$$

où a_c et a_r sont les activités dans la cible et de recul dans le capteur, e est l'épaisseur de la cible.

Cette équation est valable uniquement lorsque la section efficace est constante dans toute la cible. Ce qui est précisément notre cas la perte d'énergie dans notre cible étant négligeable.

Les résultats expérimentaux pour les parcours moyens de recul, les sections efficaces et les rapports isomériques sont présentés dans les tableaux I, II, III et IV.

E incident (MeV)	⁸⁷ Y		⁸⁶ Y		⁸⁵ Y		⁸⁴ Rb		⁸³ Rb	⁸⁵ Sr - ⁸⁵ Y
	σ _T	σ _m /σ _g	σ _T	σ _m /σ _g	σ _T	σ _m /σ _g	σ _T	σ _m /σ _g	σ _T	σ _T
15	66									
22	600	5, 2								
26, 8	750	5, 5	10	3			13	2, 1		
29	675	8, 95	74	2, 9			17	3, 5		
30, 8	565	9	130	3, 1						
35	310	7, 55	460	3, 35			41	2, 45		
40	172	6, 1	590	4				2, 3		
40, 5	150		740		35		55	1, 5		
41, 5	225	6, 6							59	
43	200	6, 15	620	3, 75	45		60	1, 5		35
44		5, 6						1, 25		
45				3, 4				0, 8		
45, 8	325	9, 8		3, 7	170					107
47		5, 8	710	3, 4		5, 2	85	1	104	
47, 5	250		600		200	4, 5				
49, 5			555	3, 55	370	5				
50, 5		3, 6								
51, 2	320				390					198
52		4, 9						1		
53, 4	250	5, 2	320	2, 75	370	6, 7				
53, 6	407		310	3, 4	490	6, 2	110	0, 8	125	
54	350				500			0, 55		178

TABLEAU I

Energie incidente	⁸⁷ Y		⁸⁶ Y		⁸⁵ Y		⁸⁴ Rb
	R _{pm}	R _{pg}	R _{pm}	R _{pg}	R _{pm}	R _{pg}	R _{pm}
15		100					
23, 5	180	170					
28, 5	220	180					280
32	225	229	228	240			259
34, 5	220	185	242	244			224
38, 5	227	273	255	280			241
41	326	336	309	301			265
42, 5	300	288	334	364			256
44, 5	278	255	296	274	272		160
45	330	222	359	361	319		260
45, 8	304	291	331	322	316		253
47, 8	272	360	320	351	320		200
49, 5	440	370	440	430	465	460	313
51	422	426	417	426	430		256
54	366	332	363	350	361	390	231

TABLEAU II

Noyau cible	Réaction	Produit	Energie incidente (MeV)	Rapport isomérique ($\frac{\text{Haut spin}}{\text{bas spin}}$)
^{85}Rb	(n 2n)	^{84}Rb	14	$1,37 \pm 0,1$
				$1,52 \pm 0,1$
^{86}Sr	(n 2n)	^{85}Sr	14	$4,1 \pm 0,2$
				$4 \pm 0,2$
^{85}Rb	(d 2n)	^{85}Sr	11	$2,5 \pm 0,1$
			14,6	$2,6 \pm 0,1$
			16,5	$3,3 \pm 0,15$
			19,5	$4,25 \pm 0,2$
^{86}Sr	(d 2n)	^{86}Y	12	$0,38 \pm 0,03$
			14,6	$0,425 \pm 0,03$
			17,6	$0,54 \pm 0,04$
			20	$0,7 \pm 0,05$
^{88}Sr	(d 3n)	^{87}Y	20,5	$2,6 \pm 0,1$
			23,6	$3,5 \pm 0,2$
			26,5	$3,9 \pm 0,2$
^{81}Br	(α n)	^{84}Rb	13,1	$0,56 \pm 0,06$
			14	$0,7 \pm 0,07$
			14,9	$1,03 \pm 0,1$
			15,1	$1,11 \pm 0,1$
			16	$1,4 \pm 0,15$

TABLEAU III

Le rubidium n'est pas monoisotopique et on peut noter des contributions parasites provenant des réactions sur le ^{87}Rb (21,85 de pourcentage isotopique). Ainsi la réaction $^{87}\text{Rb} (\alpha 4n)$ contribue de manière non négligeable à la réaction $^{85}\text{Rb} (\alpha, 2n)$ au dessus de 42 MeV alors que de la même façon la réaction $^{85}\text{Rb} (\alpha n)$ est perturbée par la réaction $^{87}\text{Rb} (\alpha, 3n)$ au-dessus de 26 MeV ⁽⁵⁸⁾. Nos résultats expérimentaux pour les sections efficaces au-dessous de 40 MeV sont en bon accord avec ceux d'Iwata.

En ce qui concerne la réaction $^{86}\text{Sr} (d 2n) ^{86}\text{Y}$, la réaction $^{87}\text{Sr} (d 3n) ^{86}\text{Y}$ peut influencer sur nos résultats au-dessus de 18,3 MeV mais de manière non encore sensible à 20 MeV. Nos résultats pour la réaction $^{88}\text{Sr} (d 3n) ^{87}\text{Y}$ peuvent être contaminés aux plus basses énergies par la réaction (d 2n) sur le ^{87}Sr .

Cependant les travaux similaires effectués jusqu'à 20 MeV ⁽⁵⁹⁾ sur une cible de ^{88}Sr enrichi montrent que la perturbation doit être faible.

Noyau cible	Réaction	Energie incidente	Rapport isomérique ($\frac{\text{Haut spin}}{\text{bas spin}}$)
^{89}Y	(p, n)	4, 2	0, 48 $\pm$ 0, 05
		5, 5	0, 45 $\pm$ 0, 05
		6, 5	0, 8 $\pm$ 0, 05
		7, 25	1, 04 $\pm$ 0, 1
		8, 2	1 $\pm$ 0, 1
		9, 2	1, 2 $\pm$ 0, 1
		10	1, 6 $\pm$ 0, 1
^{89}Y	(d, 2n)	6, 2	2, 7 $\pm$ 0, 3
		9	2, 6 $\pm$ 0, 3
		11, 5	3, 5 $\pm$ 0, 3
		12, 5	4, 1 $\pm$ 0, 3
		13, 5	3, 55 $\pm$ 0, 3
		14, 5	4, 2 $\pm$ 0, 3
		15, 5	4, 2 $\pm$ 0, 3
		16, 5	5 $\pm$ 0, 5
		16, 5	4, 75 $\pm$ 0, 5
		17, 3	5, 1 $\pm$ 0, 5
		20, 4	6, 4 $\pm$ 0, 5
		24	7, 5 $\pm$ 0, 5
^{90}Zr	(n, 2n)	14	6 $\pm$ 0, 5
		14	6, 2 $\pm$ 0, 5
^{90}Zr	(α , α n)	28, 5	9, 4 $\pm$ 1
		30, 5	13 $\pm$ 1
		32, 3	15 $\pm$ 1
^{88}Sr	(α , 3n)	24	22, 5 $\pm$ 2
		25	18 $\pm$ 2
		28	25 $\pm$ 2
		32	24 $\pm$ 2
		34	30 $\pm$ 3
		39	33 $\pm$ 3
		39, 5	38 $\pm$ 3
		40, 5	30 $\pm$ 3
		42, 5	40 $\pm$ 3
		44, 5	43 $\pm$ 5
		49	48 $\pm$ 5
		52, 8	62 $\pm$ 5
		53	60 $\pm$ 5

TABLEAU IV

Nos résultats pour les réactions $^{85}\text{Rb} (n, 2n) ^{84}\text{Rb}$ et $^{86}\text{Sr} (n, 2n) ^{85}\text{Sr}$ sont en bon accord avec ceux de Minetti et Pasquarelli (neutrons de 14,7 MeV ⁽⁶⁰⁾) et en désaccord avec ceux de Bormann et al. ⁽⁶¹⁾ pour le rubidium et de Mangal et al. ⁽⁶²⁾ pour le strontium. Les résultats pour la réaction $^{90}\text{Zr} (n, 2n) ^{80}\text{Zr}$ sont en bon accord avec ceux de Abboud ⁽⁶³⁾ qui a étudié cette réaction de 12 à 18 MeV.

1 - c) Recul différentiel

Cette mesure a pour but d'obtenir la décroissance de l'activité en fonction de l'absorption (cible épaisse-capturs minces). Les cibles sont identiques à celles utilisées pour le parcours moyen de recul tandis que les 5 capteurs sont des feuilles d'aluminium d'épaisseur $0,12 \text{ mg/cm}^2$ environ. Les irradiations sont effectuées au synchrocyclotron de Lyon pour des énergies de 40, 48 et 54 MeV. Les activités pour chacune des réactions sont normalisées par rapport à l'activité dans le troisième capteur alors que pour les trois énergies initiales données elles le sont par rapport à celle du premier capteur. Cette méthode permet la comparaison des profils d'absorption à une même énergie incidente pour les diverses réactions ainsi que l'évolution de ces profils d'une énergie à l'autre.

Les résultats pour les réactions (α, xn) $x = 2, 3$ ou 4 et (α, n) sont présentés sur la figure 1. Le rapport isomérique pour la réaction $(\alpha, 3n)$ à 54 MeV pour chacun des capteurs est également présenté sur cette figure.

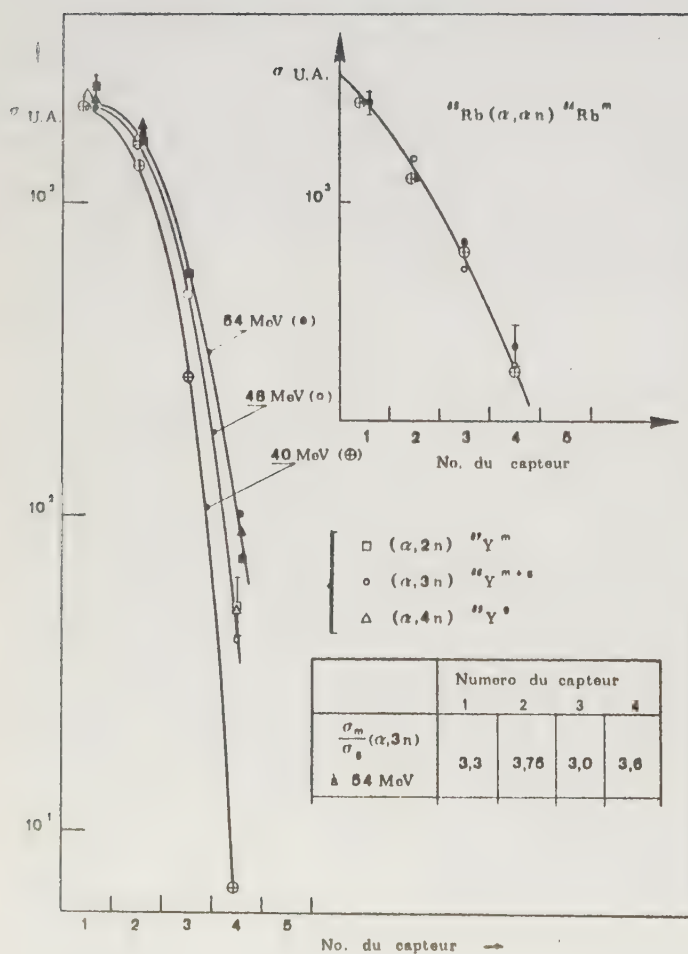


FIGURE 1 - Parcours différentiels des noyaux de recul produits par les réactions induites par des particules alpha sur le rubidium.

2. SPECTRES DE PARTICULES

2- a) Spectres alpha Zr ($\alpha\alpha'$)

Les spectres ($\alpha\alpha'$) sur le zirconium naturel (10 mg/cm^2) ont été obtenus au synchrocyclotron de Lyon. L'énergie incidente est de 54,3 MeV. Les particules sont extraites, focalisées puis ensuite déviées sur la voie à 30° .

La chambre à réactions est une enceinte en acier inoxydable de 1,250 mm de diamètre et 500 mm de hauteur. La résolution du faisceau est mesurée par étude de la largeur du pic de diffusion élastique sur l'or, et sa valeur moyenne est de 1,7 MeV. Une cage de Faraday permet de mesurer l'intensité à l'aide d'un intégrateur de courant. L'intensité du faisceau utilisé est en général de l'ordre du nanoampère.

Nous avons utilisé une technique d'identification présentée en 1964 par F.S. Goulding et al.⁽⁶⁴⁾. Ce système est basé sur la relation empirique parcours-énergie suivante :

$$R = a E_0^b$$

où R représente le parcours, E_0 l'énergie de la particule et a une constante valable pour une particule donnée et un ralentisseur donné.

Soit une particule d'énergie E_0 traversant un détecteur mince d'épaisseur T , elle y perd une énergie ΔE puis est arrêtée dans un deuxième détecteur où elle perd le restant de son énergie $E = E_0 - \Delta E$. Il suit de la relation précédente :

$$\frac{T}{a} = (E + \Delta E)^b - E^b$$

$\frac{T}{a}$ est le paramètre d'identification de la particule alors que b est pratiquement constant et pris égal à 1,76 pour les particules alpha entre 8 et 100 MeV. Un générateur de fonctions calcule les valeurs de $\frac{T}{a}$ à partir des signaux E et ΔE puis enregistre ou rejette l'évènement suivant cette valeur. Nous devons identifier des particules dont l'énergie varie de 8 à 54 MeV, dans ces conditions nous avons dû utiliser un télescope à 3 détecteurs.

Le premier détecteur est choisi de façon à ce que les particules de 8 à 20 MeV perdent une fraction convenable de leur énergie. L'épaisseur du deuxième détecteur est telle que la somme $\Delta E_1 + \Delta E_2$ permet une bonne identification des alphas de 54 MeV et en dessous. Le troisième détecteur est suffisamment épais pour que le télescope arrête totalement les α de 54 MeV.

Nous avons utilisé des jonctions silicium.

		Epaisseur
dE_1	28 μ	6,50 mg/cm^2
dE_2	170 μ	39,44 mg/cm^2
E_2	1,500 μ	348,00 mg/cm^2

Comme le montre le tableau ci-dessous, l'épaisseur des détecteurs correspond aux pertes d'énergie suivantes :

Energie des α diffusés Perte d'énergie dans	8 MeV	19 MeV	54 MeV
ΔE_1	5,5 MeV	1,5 MeV	$\Delta E_1 + \Delta E_2 = 5 \text{ MeV}$
ΔE_2	2,5 MeV	17,5 MeV	
E_2		≈ 0	49

Dans ces conditions tous les α de 8 à 54 MeV peuvent être convenablement identifiés.

Le diagramme électronique est représenté par la figure 2.

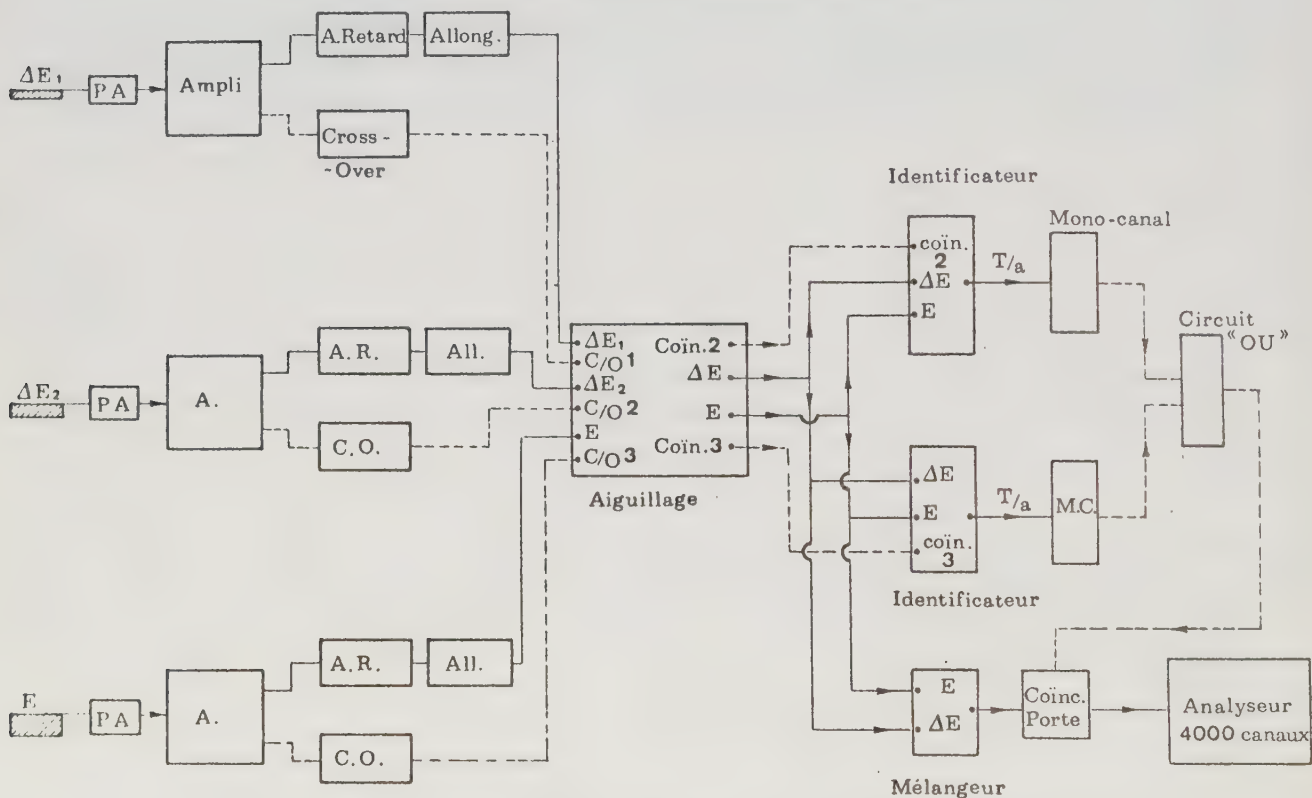


FIGURE 2 - Diagramme électronique pour les particules chargées.

Un générateur d'impulsion à quatre voies de sortie indépendantes mais simultanées permet de simuler les différentes particules (nature et énergie de la particule). Chaque voie est calibrée au préalable au moyen d'une source de thoron et des α de 54 MeV diffusés élastiquement sur l'or.

Les impulsions issues des préamplificateurs sont mises en forme et amplifiées par les amplificateurs Ortec comportant 2 sorties. La première sortie fournit des impul-

sions monopolaires utilisées par la voie analogique ; la deuxième sortie fournit les impulsions bipolaires nécessaires à la voie logique.

Les signaux analogiques sont retardés de deux microsecondes par des amplificateurs puis mis sous forme d'impulsions rectangulaires de durée trois microsecondes par des allongeurs. Ils sont alors aiguillés puis envoyés à l'identificateur. L'identificateur délivre le signal T/a , celui-ci est analysé par deux sélecteurs monocanaux car T est différent suivant que la particule α a pénétré dans deux ou trois détecteurs (dans le premier cas $T = T_1$, dans le deuxième cas $T = T_1 + T_2$ d'où des signaux T/a différents). Si la valeur de T/a est convenable, l'évènement est stocké sur le sélecteur 400 canaux.

Les signaux logiques sont définis en temps par la méthode du cross-over ce qui nécessite de retarder les signaux analogiques. Les informations temps ainsi obtenues sont envoyées au circuit d'aiguillage qui définit les coïncidences. Le signal de coïncidence déclenche alors l'identificateur.

Afin de ne pas déformer les spectres obtenus aux faibles angles, nous avons utilisé un dispositif destiné à éliminer avant l'identificateur les évènements provenant des α diffusés élastiquement. Un sélecteur monocanal déclenché par l'arrivée d'une particule dans le troisième détecteur analyse les pertes d'énergie de cette particule dans le deuxième détecteur ; si cette dernière correspond à un α diffusé élastiquement, l'évènement est rejeté en supprimant au moyen d'une porte, le signal de coïncidence déclenchant l'identificateur.

Les constantes de la chambre à réaction sont l'angle solide sous lequel la cible voit le télescope et l'assymétrie angulaire (erreur systématique effectuée sur la mesure de la position du détecteur).

On détermine l'angle solide au moyen de la diffusion élastique sur l'or entre 7 et 12° où la diffusion coulombienne est prépondérante.

Le décalage angulaire est évalué par la mesure du rapport des sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique sur l'état à $4,43$ MeV du carbone - 12 , de part et d'autre du faisceau incident.

Le contenu des mémoires de l'analyseur est transféré sur bande au moyen d'une perforatrice Tally. La bande perforée est lue ensuite par l'ordinateur IBM 1130 qui transpose ce spectre dans le référentiel du centre de masse après correction de perte d'énergie de la particule émise dans la cible et normalisation. Les opérations sont réalisées par le programme " TRSP 2 " ⁽⁶⁵⁾. Les résultats sont groupés sur la figure 3.

2- b) Spectres de neutrons 116 et 117 Sn (α n)

Le faisceau de particules alpha du cyclotron de l'Institut de Physique Atomique de Bucarest est collimaté à l'aide de fentes de carbone, bismuth et tantale pour donner une tache de dimension $4 \times 10 \text{ mm}^2$ sur la cible. Les cibles sont des feuilles d'étain 116 et 117 d'épaisseur 3 mg/cm^2 séparées isotopiquement (AERE Harwell). Elles sont collées sur un support de tantale de $0,1 \text{ mm}$ d'épaisseur qui arrête complètement le faisceau d'alpha d'énergie $20,1 \text{ MeV}$.

Les neutrons sont détectés avec un scintillateur plastique (stilbene ou NE 102) et un photomultiplicateur 56 AVP placés dans une protection lourde les protégeant contre les

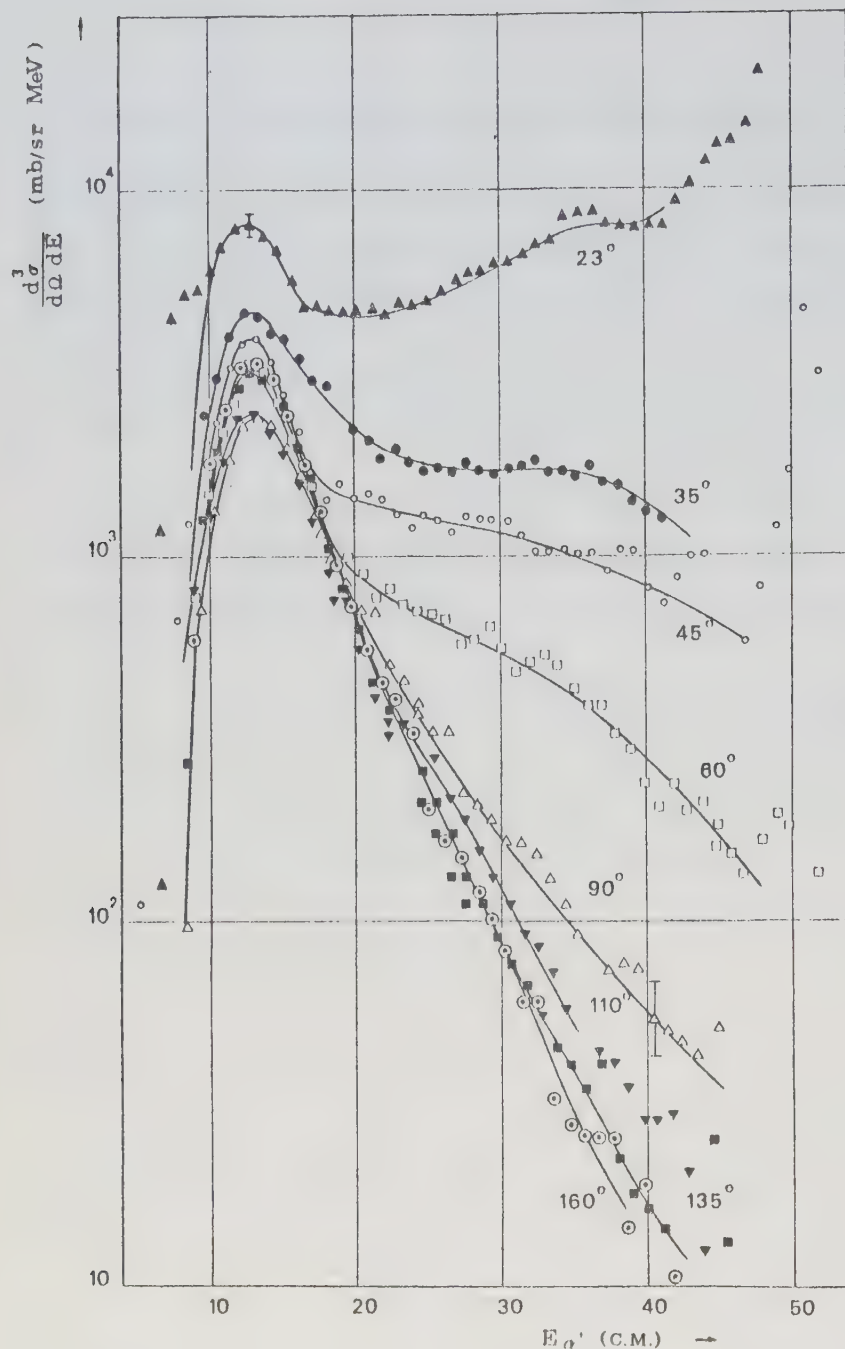


FIGURE 3

Sections efficaces différentielles des particules alpha obtenu pour la réaction $\text{Zr}(\alpha, \alpha')$.

gammas et neutrons ambiants. L'énergie des neutrons est déterminée par une méthode de temps de vol. Le spectre en temps, est transformé en spectre d'énergie pour les neutrons à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude. Le signal temps zéro est donné par la fréquence d'alimentation du cyclotron, mais de fréquence moitié pour obtenir tout le spectre énergétique. La base de vol est de 1,8 m, la résolution en énergie est suffisante pour ne pas modifier la forme du spectre d'évaporation. Chaque spectre est corrigé pour le défaut de linéarité du convertisseur et l'efficacité du spectromètre. Les corrections du bruit de fond sont obtenues en irradiant le support de tantale. Le moniteur est un intégrateur de courant.

Afin d'obtenir une distribution angulaire correcte, nous avons utiliser un détecteur de neutrons placé à 90° et blindé identiquement le premier. Ce second spectromètre permet de se rendre compte du vieillissement de la cible et du courant qui la frappe réellement. De plus les deux spectromètres ont le même temps mort et aucune correction n'est alors nécessaire. Le bloc électronique est présenté sur la figure 4. Les résultats pour les angles à 20° , 90° et 145° ainsi que les distributions angulaires correspondant à des énergies résiduelles inférieures à 10 - 11 MeV sont présentés sur les figures 5, 6 et 7.

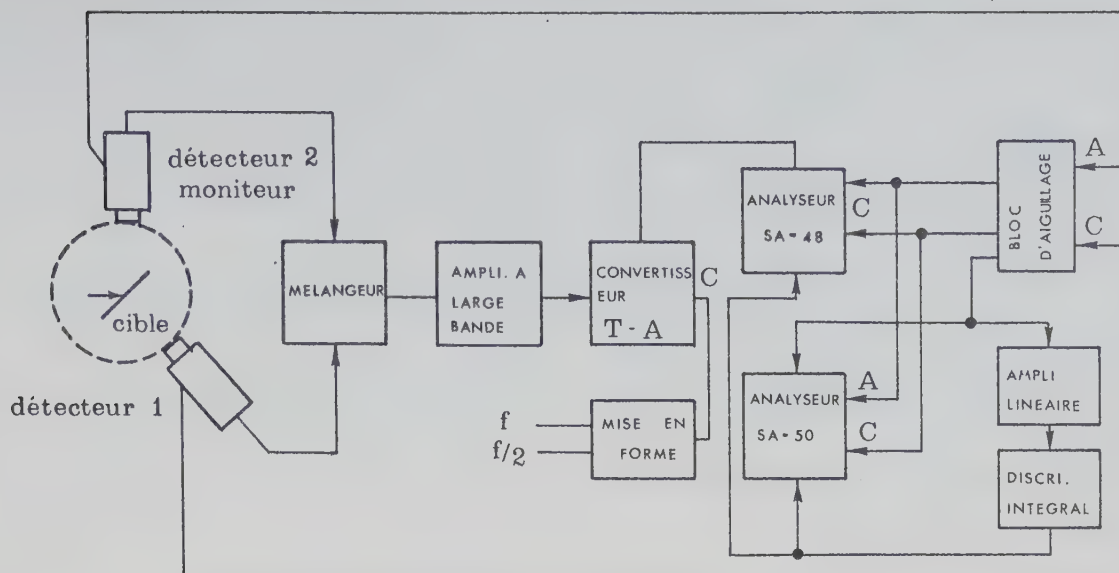


FIGURE 4 - Diagramme électronique pour les neutrons.

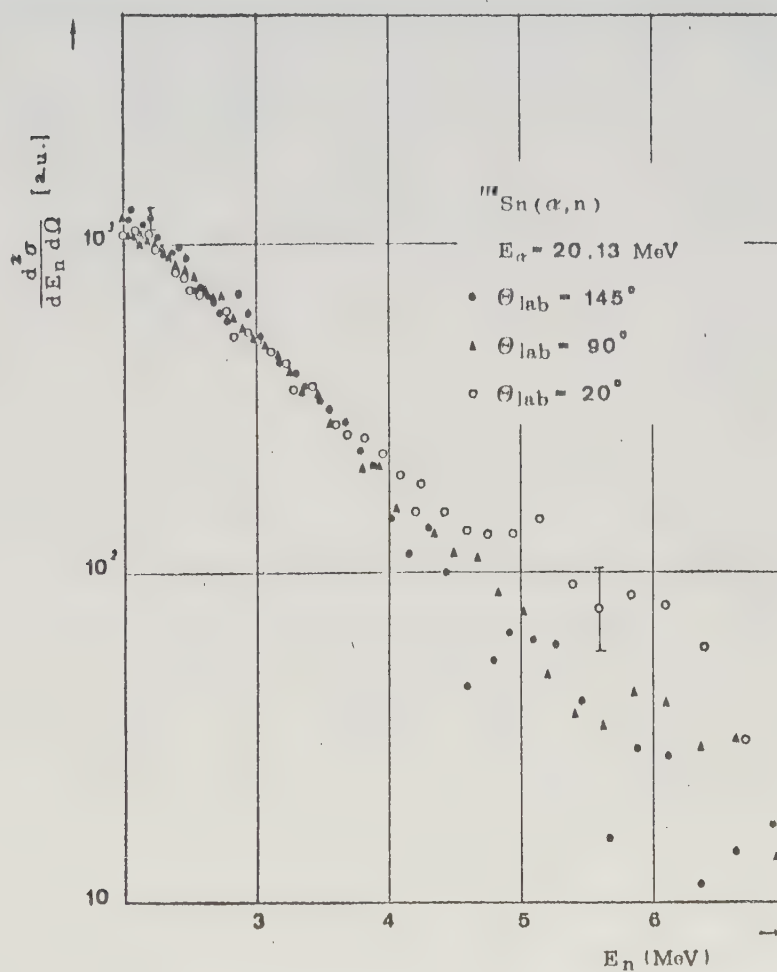


FIGURE 5 - Distribution en énergie des neutrons pour la réaction $^{116}\text{Sn}(\alpha, n)$ pour les angles à 20, 90 et 145°.

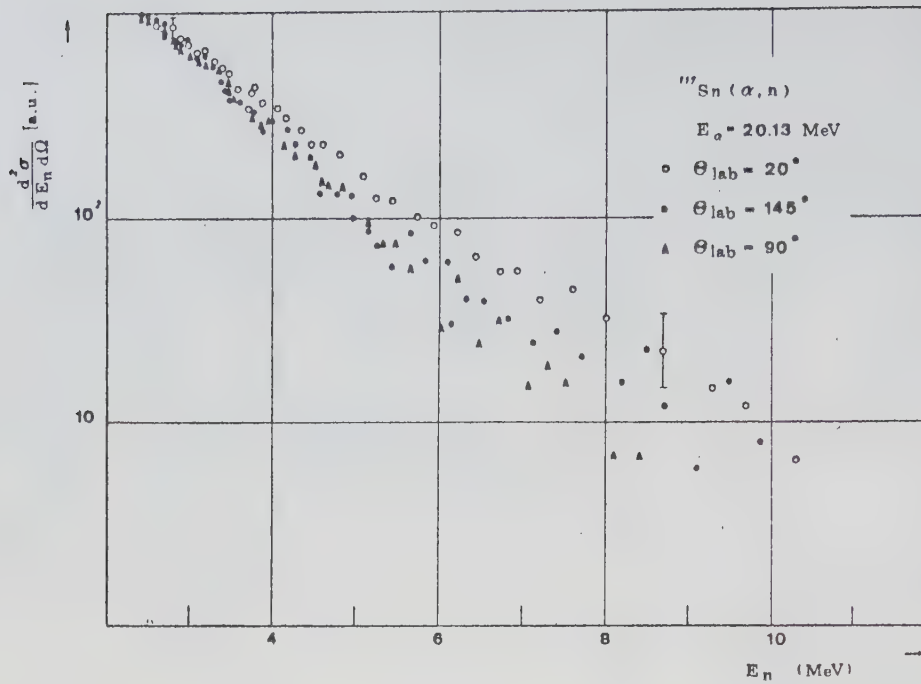


FIGURE 6 - Distribution en énergie des neutrons pour la réaction $^{117}\text{Sn}(\alpha, n)$ pour les angles à 20, 90 et 145°.

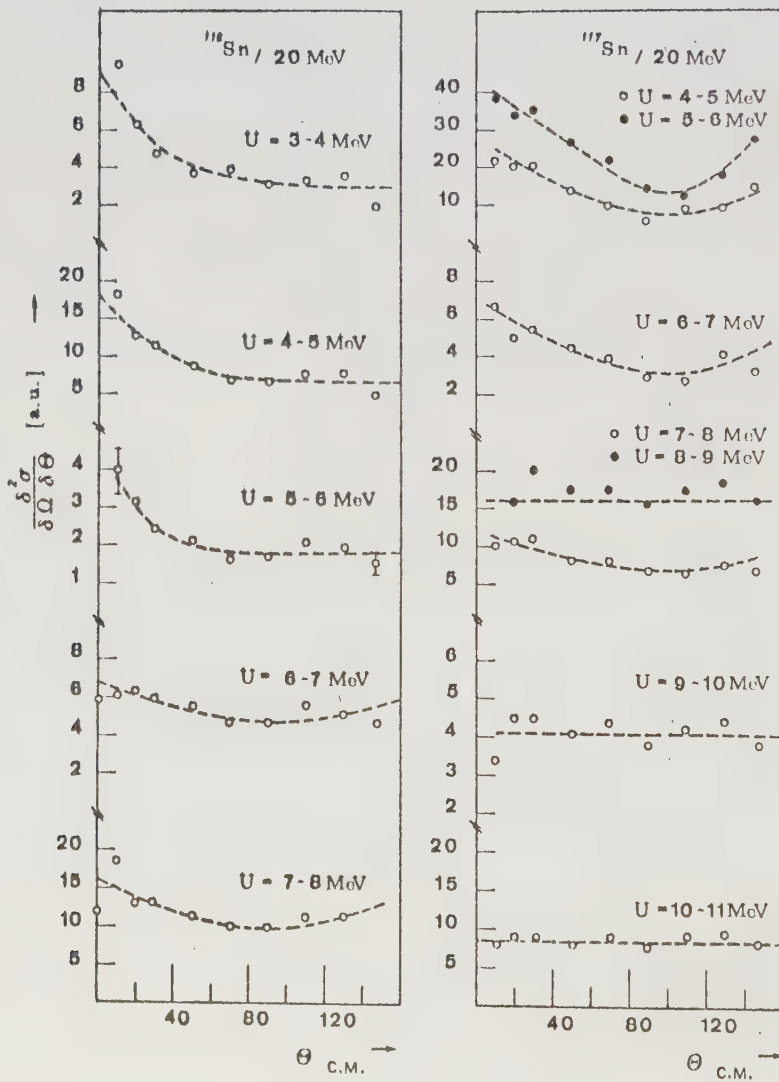


FIGURE 7 - Distribution angulaire des neutrons pour les réactions $^{116}\text{Sn}(\alpha, n)$ et $^{117}\text{Sn}(\alpha, n)$.

IV. INTERPRETATION THEORIQUE

1. COMPARAISON AVEC LES CONCEPTS DU NOYAU COMPOSE

Avant d'aborder l'interprétation dans le cadre de certains modèles, nous avons voulu comparer qualitativement nos résultats aux concepts du noyau composé.

1 - a) Comparaison des parcours moyens de recul et mécanismes de réaction

Les mesures de recul fournissent le critère le plus sûr pour déterminer quelle réaction nucléaire spécifique, ou quelle part de sa fonction d'excitation peut être analysée convenablement par la théorie statistique.

La formation du noyau composé entraîne le transfert total de la quantité de mouvement du projectile. Le produit de cette réaction recule avec une énergie cinétique donnée par la relation :

$$E_R = \frac{E_p \frac{A_c}{A_c + A_p} \frac{A_R}{A_c + A_p}}{2} \quad (22)$$

E_p est l'énergie incidente et A_c , A_p et A_R sont les masses de la cible, projectile et produit de recul respectivement.

La comparaison entre les parcours de recul mesurés et les prédictions de Lindhard ⁽⁷⁰⁾ devrait indiquer la région d'énergie d'excitation où une réaction donnée résulte principalement d'un mécanisme de noyau composé. Afin de comparer nos valeurs expérimentales aux courbes théoriques, ces dernières sont corrigées pour nous donner la valeur moyenne projetée dans la direction du faisceau. Nous utilisons les facteurs de correction donnés par Lindhard ⁽⁷⁰⁾. Une seconde correction concerne l'influence de l'évaporation successive de plusieurs particules. Nous avons pour cela utilisé les corrections obtenues pour les réactions des particules alpha sur le zirconium ⁽³⁰⁾. Ces corrections peuvent s'élever jusqu'à 12 % pour l'évaporation de neutrons et 24 % pour la réaction (α, n) . Les parcours moyens de recul sont représentés sur la figure 8. Pour les réactions n'entraînant que l'émission de neutrons, le parcours de recul semble augmenter avec l'énergie incidente. La présence d'une contribution non négligeable de la réaction $^{87}\text{Rb}(\alpha, 4n)^{87}\text{Y}$ au-dessus de 40 MeV pour la fonction d'excitation $(\alpha, 2n)$ nous empêche de noter l'apparition d'un processus entraînant un transfert partiel de la quantité de mouvement. En ce qui concerne la réaction $(\alpha, 3n)$ on note un mécanisme répondant au transfert total de la quantité de mouvement par comparaison avec les valeurs du parcours moyen de recul obtenues pour la même cible irradiée, pour la réaction $(\alpha, 4n)$. Pour la dernière réaction la zone d'énergie couverte ne laisse pas apparaître une grande contribution de réactions provenant d'un autre processus que celui par noyau composé. L'analyse des réactions (α, xn) sur le rubidium pourra donc être effectuée dans le cadre de la théorie statistique de désexcitation du noyau alors que pour la réaction (α, n) , où la quantité de mouvement transférée est plus faible, une autre interprétation sera nécessaire.

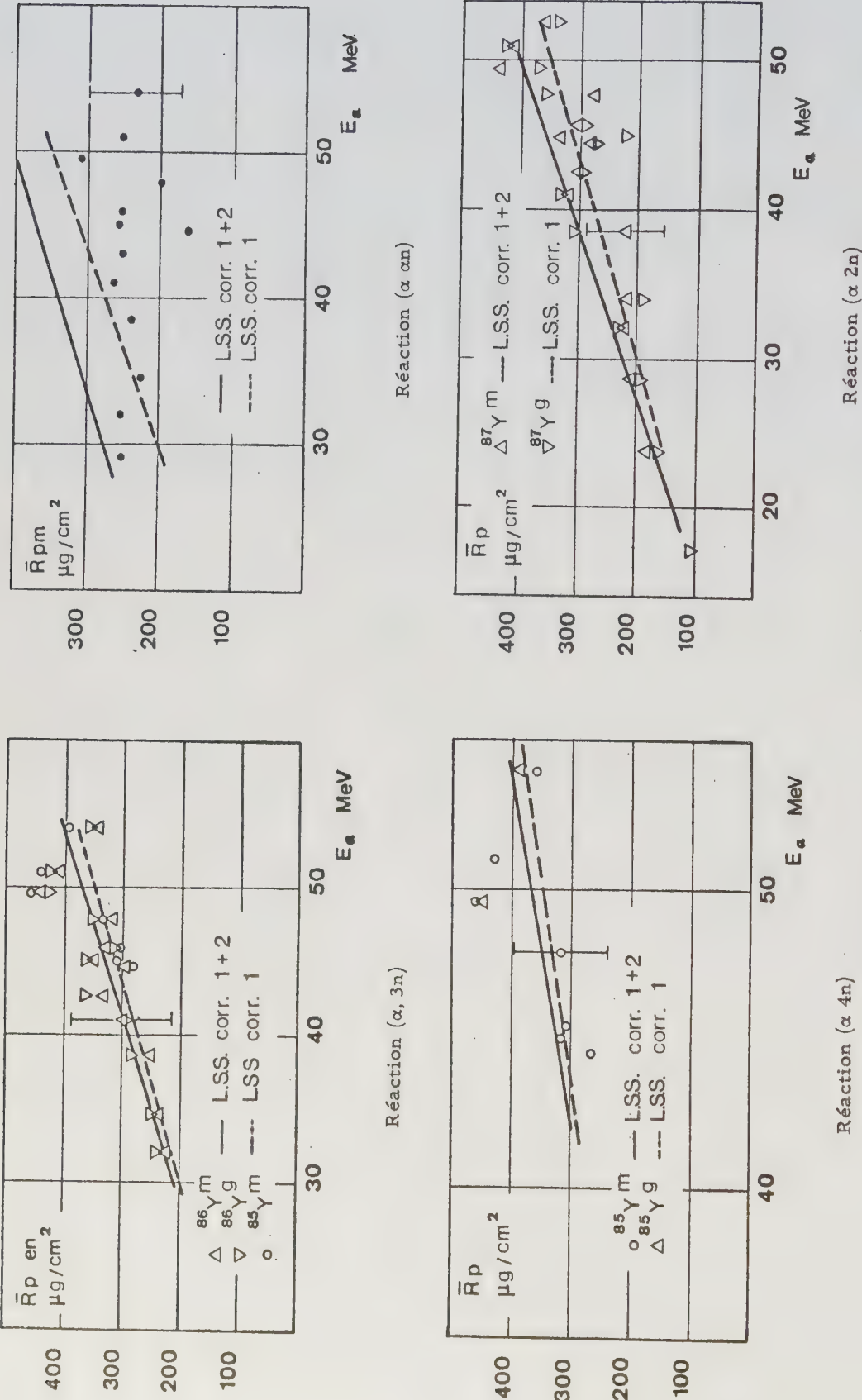


FIGURE 8 - Parcours moyen de recul pour les réactions induites par les particules alpha sur le rubidium.

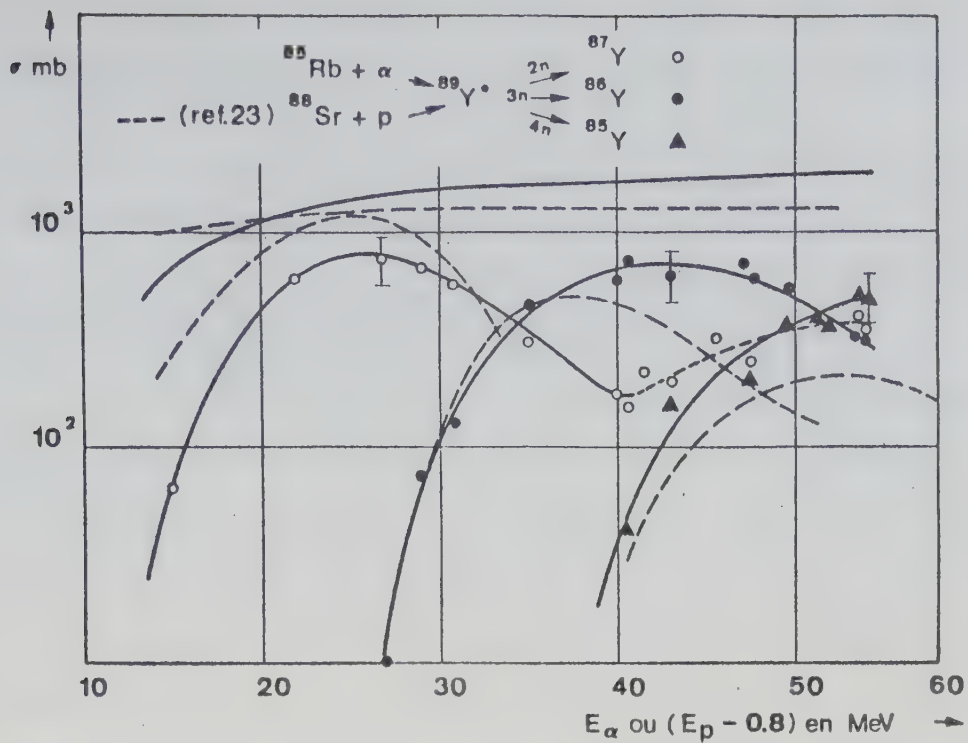


FIGURE 9 - Comparaison des réactions entraînant l'évaporation de neutrons du noyau composé ^{89}Y obtenu à l'aide des protons (23) et des particules alpha .

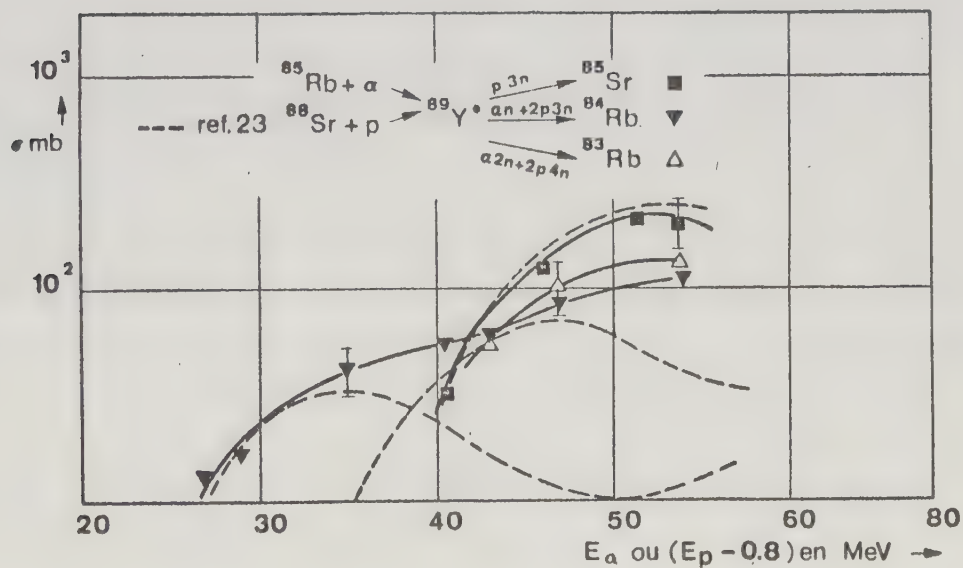


FIGURE 10 - Comparaison des réactions entraînant l'évaporation de particules chargées du noyau composé ^{89}Y obtenu à l'aide de protons (23) et des particules alpha .

1 - b) Test d'indépendance des modes de formation et de désexcitation du
noyau composé ^{89}Y

La comparaison des sections efficaces, obtenues après désexcitation d'un même noyau composé produit par des voies différentes, offre un test du principe d'indépendance des modes de formation et de désexcitation du noyau.

Depuis Ghoshal ⁽⁶⁾ de telles études ont été effectuées aussi bien avec les fonctions d'excitation ⁽¹⁵⁾⁽⁹⁴⁾ qu'à partir des mesures des distributions angulaires et énergétiques des particules évaporées ⁽⁹⁵⁾.

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec ceux produits par la réaction des protons sur le strontium de masse 88 donnant le même noyau composé ^{89}Y . A cette fin les résultats de Sachdev, Porile et Yaffe ⁽⁸⁵⁾ sont présentés en même temps que nos résultats expérimentaux sur la figure 9 pour les réactions n'entraînant que le départ de neutrons et sur la figure 10 pour les autres fonctions d'excitation observées.

Le même aspect général est observé et la concordance est même acceptable juste au-dessus des seuils de réaction sauf peut être avec la réaction (p 2n) pour laquelle la section efficace semble être surévaluée.

D'autre part la différence des sections efficaces pour les réactions conduisant à l'émission de 4 neutrons peut être corrigée presque totalement si l'on remarque que le rapport des sections efficaces de capture de la particule α et du proton donné par le modèle optique est :

$$\frac{\sigma_{\text{capture } \alpha}}{\sigma_{\text{capture p}}} (54 \text{ MeV}) \approx 1,5$$

On observe pour les réactions (p, 2n) et (p, 3n) des largeurs à mi-hauteur des fonctions d'excitation respectivement égales à 12 et 13 MeV tandis que pour les réactions correspondantes : (α , 2n) et (α , 3n) on observe des valeurs de 14 et 17 MeV. Cet élargissement a déjà été interprété comme un des effets du moment angulaire, cependant il faut d'abord contrôler que le mécanisme responsable est bien le noyau composé dans la zone d'énergie considérée, ce qui semble être notre cas d'après nos résultats des reculs moyens. Cette différence significative surtout en ce qui concerne la réaction (α 3n) nous entraînera à considérer le moment angulaire comme un paramètre essentiel au cours de l'analyse.

Pour la réaction conduisant à l'émission d'un proton et de trois neutrons, la concordance est bonne mais il existe une grande incertitude sur notre mesure qui a été effectuée sans séparation chimique, en soustrayant la contribution de l'activité du ^{85}Y produit par la réaction (α , 4n). Pour les réactions (α an) et (α α 2n) nous assistons par contre à un très net désaccord sauf dans la partie basse énergie des fonctions d'excitation. Nous observons que le décrochage au-dessus de 30 MeV pour la réaction amenant l'émission d'un α et d'un neutron correspond bien, d'après nos résultats de recul, à une zone de transfert partiel de la quantité de mouvement. Si l'on admet que pour ces réactions la différence provient des particules α qui sont ressorties après un choc dans la noyau, en laissant une énergie d'excitation de l'ordre de 10 à 20 MeV pour permettre l'évaporation de 1 ou 2 neutrons on devrait constater alors une section efficace inélastique (α α') à 54 MeV de 180 mb, soit supérieure à 10 % de la section efficace totale.

1 - c) Test de distribution aléatoire des variables et distribution angulaire des particules émises

La mesure des sections efficaces pour les noyaux résiduels ne nous permet pas toujours de séparer les voies de réactions pour l'atteindre. Les réactions (α xn) et (α 2p 3n) aboutissent par exemple, au même noyau résiduel. Les mesures des sections efficaces différentielles offrent le double avantage de particulariser le genre de particules émises tandis que la distribution angulaire sépare plus nettement les divers mécanismes.

Le modèle statistique prédit que les distributions angulaires sont symétriques par rapport à 90° (par rapport à la direction du faisceau incident). Cette prédiction s'appuie sur la distribution aléatoire des variables à l'équilibre. Pour les zones d'énergie d'excitation considérées ici, une déviation expérimentale de cette symétrie par rapport à 90° contredit la nature statistique de la réaction.

Les deux réactions choisies ont un comportement très différent. Les réactions (α n) sur les étains 116 et 117, pour une énergie incidente de 20,1 MeV, indiquent une symétrie autour de 90° pour les neutrons les moins énergétiques, (voir figures 5 à 7). Ces réactions procèdent principalement par noyau composé. La contribution d'effets non composés pour les neutrons de plus grande énergie est de l'ordre de quelques pour cent ⁽⁷⁵⁾. L'analyse pourra se faire dans le cadre du modèle du noyau composé pour tester l'influence de l'addition d'un neutron supplémentaire dans la dernière couche, sur la densité des niveaux.

Les réactions (α α') sur le zirconium à une énergie incidente de 54 MeV, présentent par contre une section efficace pointée vers l'avant pour toutes les énergies de la particule sortante (voir figure 3). La distribution énergétique (voir figure 27) présente une "traîne" aux plus hautes énergies de l'ordre de 10 mb/MeV. Cette section efficace dans la région d'énergie résiduelle autorisant l'évaporation de 1 ou 2 neutrons s'élève à environ 200 mb ; valeur qui peut être rapprochée de la remarque de la précédente section.

Une analyse plus détaillée de ces réactions est donc nécessaire pour dégager les diverses contributions.

1 - d) Rapport d'embranchement du moment angulaire transféré et remarque à l'aide de la mesure du recul différentiel

Un autre paramètre important à considérer dans les réactions nucléaires est le moment angulaire transféré. Dans le cas d'une réaction procédant par l'intermédiaire du noyau composé, le moment angulaire transféré s'accroît avec l'énergie de la particule incidente. Ceci conduit à un accroissement du rapport isomérique ($\frac{\text{haut spin}}{\text{bas spin}}$) en fonction de l'énergie d'excitation. Les interactions directes qui impliquent un moment transféré plus faible entraînent un rapport isomérique plus faible que celui espéré ⁽⁷¹⁾.

Nos résultats (figures 11 à 14) présentent pour chacune des réactions d'abord un accroissement au-dessus du seuil de la réaction en accord avec le transfert total de la quantité de mouvement. La diminution du rapport isomérique aux plus grandes énergies pour la réaction (α xn) est liée à un transfert de quantité de mouvement plus faible que celui espéré alors que pour les réactions (α 2n) et (α 3n) cette remarque ne s'applique plus.

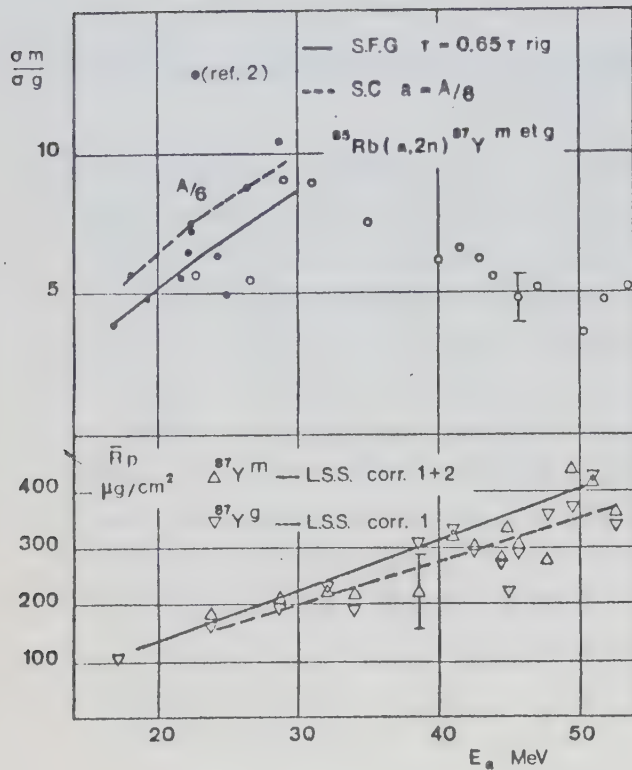


FIGURE 11 - Rapport isomérique et parcours moyen de recul pour la réaction $^{85}\text{Rb}(\alpha, 2n)^{87}\text{Y}$.

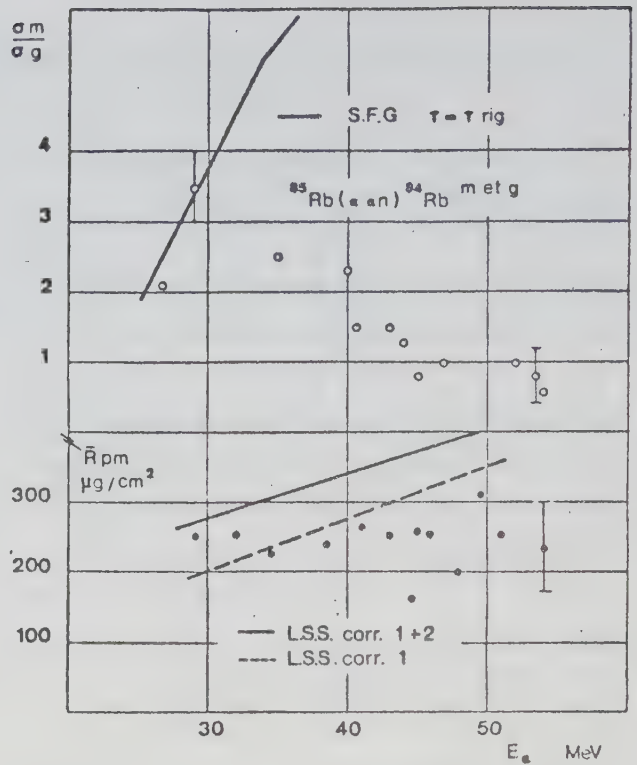


FIGURE 12 - Rapport isomérique et parcours moyen de recul pour la réaction $^{85}\text{Rb}(\alpha, an)^{84}\text{Rb}$.

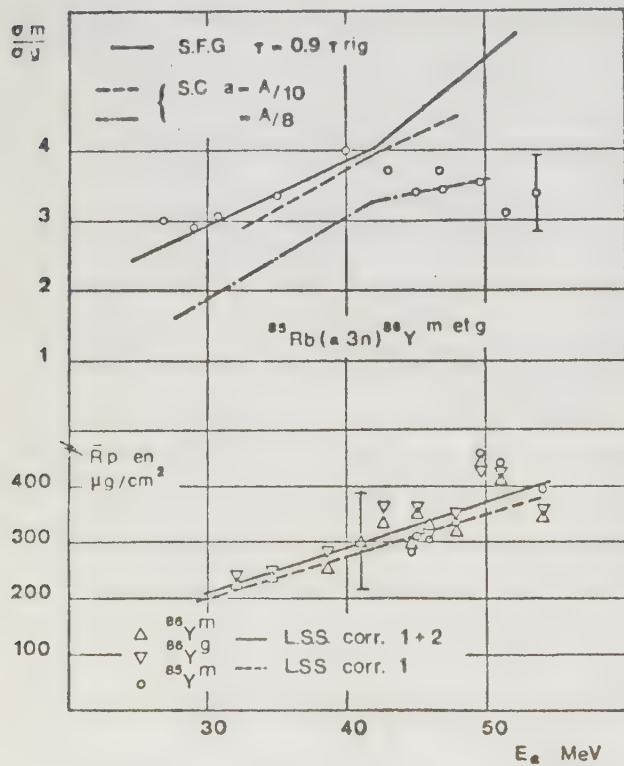


FIGURE 13 - Rapport isomérique et parcours moyen de recul pour la réaction $^{85}\text{Rb}(\alpha, 3n)^{86}\text{Y}$.

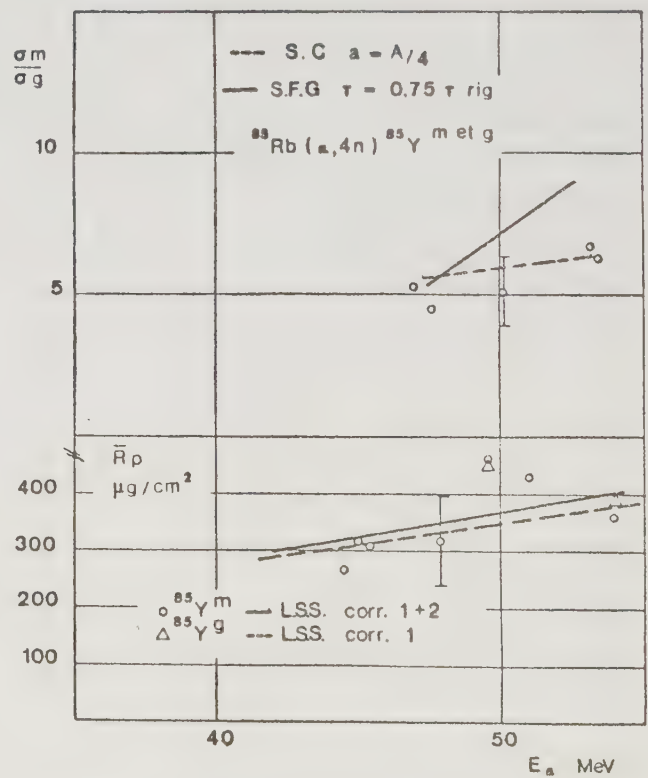


FIGURE 14 - Rapport isomérique et parcours moyen de recul pour la réaction $^{85}\text{Rb}(\alpha, 4n)^{85}\text{Y}$.

La méthode du recul différentiel peut nous venir en aide pour souligner avec une meilleure sensibilité l'origine du mécanisme de réaction (voir figure 1). On remarque d'abord le comportement en fonction de l'énergie incidente, très différent entre les réactions (αxn) et la réaction $(\alpha \alpha n)$. Le capteur numéro 4 qui correspond à un recul de 360 à 480 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ collecte uniquement les noyaux qui possèdent la plus grande quantité de mouvement. L'étude du rapport isomérique dans ce capteur offre donc la garantie de provenir préférentiellement d'un mécanisme par noyau composé. L'évolution de leurs valeurs dans les quatre capteurs indique la dispersion que l'on peut obtenir autour de la valeur moyenne mesurée à 54 MeV soit $3,4 \pm 0,5$. L'origine de la diminution du rapport isomérique à plus haute énergie pour les réactions $(\alpha 2n)$ et $(\alpha 3n)$ doit donc être cherchée dans le cadre du noyau composé. En réalité, le critère de l'augmentation du rapport isomérique avec l'énergie d'excitation n'est pas valable sur une grande plage d'énergie pour une réaction particulière. On peut noter par ailleurs que pour les réactions de transfert $(d p)^{(72)}$ $(d t)^{(73)}$ $(^3\text{He } \alpha)^{(74)}$, le rapport isomérique augmente de même avec l'énergie incidente. Une analyse dans le cadre d'un modèle est donc nécessaire pour différencier ces mécanismes.

Nous aborderons d'abord l'étude des rapports isomériques qui va nous permettre d'extraire la valeur du paramètre de distribution des spins utile ensuite dans l'interprétation des fonctions d'excitation et des spectres de particules.

2. ETUDE DES RAPPORTS ISOMERIQUES

Le premier modèle testé est celui du gaz de Fermi, cependant l'on sait que le noyau ne peut pas être représenté comme un simple rotateur rigide. Les modèles du supraconducteur ⁽⁴⁰⁾ et de Lang et Le Couteur ⁽⁴¹⁾ pour lesquels les effets résiduels sont pris en compte sont également comparés à nos résultats. Enfin, nous allons montrer que la décroissance de la valeur du rapport isomérique aux plus hautes énergies d'excitation, peut être comprise par l'introduction des effets d'une limite de spin.

2 - a) Modèle du gaz de Fermi

On utilise une formule de densité de niveaux identique à la formule (8). Dans l'hypothèse d'un gaz de Fermions on relie le paramètre de distribution de spins σ au moment d'inertie du noyau τ_{rig} assimilé à une sphère rigide.

$$\sigma^2 = \frac{\tau_{\text{rig}} \times t}{h} \quad (23)$$

t est la température nucléaire reliée à l'énergie d'excitation U par la relation (6). De plus, nous introduisons les corrections de forces d'appariement dont nous montrerons par la suite la permanence de l'effet même à des énergies assez élevées.

$$U = E \quad \text{pour les noyaux impairs}$$

$$U = E - \delta \quad \text{pour les noyaux de masse impaire}$$

$$U = E - 2\delta \quad \text{pour les noyaux pairs}$$

La valeur de δ a été choisie dans les tables de Nemirovski ⁽⁸⁹⁾. Nous avons supposé que la valeur minimale de σ^2 est la valeur moyenne du carré du moment magnétique pour un nucléon.

$$\sigma^2 = \langle m^2 \rangle = \frac{\pi^2 \tau_{\text{rig}}}{6 a h^2} \quad (24)$$

Les calculs des rapports isomériques théoriques ⁽⁷⁶⁾ sont obtenus en 4 étapes :

1 - Distribution des moments angulaires dans le noyau composé formé. Elle est calculée à l'aide des coefficients de transmission T_ℓ des particules incidentes pour un spin du canal donné. Ces coefficients sont donnés par des tables ⁽⁷⁷⁻⁷⁸⁾.

2 - Distribution des moments angulaires après l'émission de une ou de plusieurs particules du noyau composé : elle dépend des coefficients de transmission des particules évaporées ⁽⁷⁷⁻⁷⁸⁾ ainsi que du paramètre de distribution des spins du noyau résiduel.

$$P(J_c, \epsilon, J_f) \propto \rho(U, J_f) \sum_{|J_f - S|}^{J_f + S} T_\ell(\epsilon) \quad (25)$$

J_c , J_f et S sont les spins du noyau composé, du noyau résiduel et de la particule évaporée d'énergie ϵ .

Au lieu d'une distribution maxwellienne de leur énergie, nous avons supposé que les neutrons emportent une énergie moyenne égale à $2T$ (en utilisant la relation $U = aT^2 - 4T$). Pour les particules chargées, cette énergie moyenne est prise égale à la barrière coulombienne.

Bishop⁽⁷⁹⁾ a montré que ces hypothèses simplificatrices ne modifient pas sensiblement les rapports isomériques calculés jusqu'au sommet de la fonction d'excitation.

3 - Distribution des moments angulaires après émission de une ou plusieurs raies gamma à partir de la distribution calculée précédemment. Dans le cadre du modèle à particules indépendantes on montre que les transitions gamma sont essentiellement dipolaires. Nous les avons donc supposées telles, leurs probabilités d'émission étant calculées par le rapport des densités de niveaux pour les spins initiaux et finaux. L'énergie moyenne emportée est estimée par la formule empirique :

$$\bar{E}_\gamma (U) = 4 \left[\frac{E}{a} - \frac{5}{2} \right]^{1/2} \text{ MeV}$$

La validité de ces dernières hypothèses est discuté dans la référence (59).

4 - Le rapport isomérique est obtenu en supposant que la section efficace pour chaque valeur du moment angulaire résultant alimente les spins de l'état fondamental et de l'état isomérique le plus proche.

On utilise le moment d'inertie comme un paramètre ajustable pour l'analyse des résultats expérimentaux. Ceux-ci concernent trois centres d'intérêt.

1⁰) L'analyse des rapports isomériques pour les réactions (α xn) et (α xn) sur le rubidium 85 afin de confronter les résultats avec l'étude des fonctions d'excitation de ces réactions.

2⁰) L'extension de l'analyse à d'autres couples particule -cible menant aux mêmes noyaux résiduels que ceux atteints par les réactions précédentes, ainsi qu'au noyau strontium 85 afin d'avoir une image plus complète en fonction de l'énergie d'excitation et de la structure de ces noyaux.

3⁰) L'étude des rapports isomériques du noyau zirconium 89 afin de comparer les résultats à l'analyse de l'anisotropie de la distribution des particules alpha émises par les réactions (α α') sur le zirconium.

Les résultats expérimentaux avec leurs analyses sont présentés sur les figures 11, 12, 13 et 14 en ce qui concerne les réactions (α xn) et (α xn) sur le rubidium 85. Afin de localiser la zone d'application du modèle statistique, le recul moyen est de même présenté sur les figures.

On remarque que cette analyse ne peut rendre compte des résultats pour la réaction (α xn) au dessus de 30 MeV, énergie au delà de laquelle nos résultats de recul indiquent que la quantité de mouvement transférée est plus faible que celle prévue. De même, l'interprétation des réactions (α 2n) et (α 3n) n'est plus correcte au dessus de 30 et 42 MeV respectivement, bien que cette fois la quantité de mouvement transférée semble encore être totale. Il y a là un problème auquel nous tenterons de répondre par la suite en suggérant un effet dû à une limite de spin sur l'évaporation des particules.

Il faut souligner aussi que des valeurs fractionnelles du moment d'inertie respectivement égales à 0,65, 1, 0,9 et 0,75 sont nécessaires pour interpréter les réactions (α 2n) (α xn) (α 3n) et (α 4n). Ces valeurs inférieures aux prédictions du gaz de Fermi de même que les résultats obtenus pour les réactions nucléaires conduisant aux mêmes noyaux (voir ta-

bleaux V à IX) nous suggèrent d'examiner l'application des modèles du supraconducteur⁽⁴⁰⁾ et de Lang et Le Couteur⁽⁴¹⁾ qui prédisent un tel comportement.

Résultats pour le noyau ^{84}Rb

Réactions	Energie résiduelle après émission d'une particule	τ / τ_{rig}	Multiplicité	Calcul σ_m / σ_g exp ^{al}		Référence
$^{81}\text{Br}(\alpha n)$	8	0,5	4	1,05	$1,1 \pm 0,1$	présent travail
$^{85}\text{Rb}(n 2n)$	12	1,1	1	1,4	$1,44 \pm 0,1$	présent travail
$^{85}\text{Rb}(\alpha \alpha n)$	17	1	4	3,4	$3,5 \pm 0,5$	présent travail

TABLEAU V

Résultats pour le noyau ^{85}Sr

Réactions	Energie résiduelle après émission d'une particule	τ / τ_{rig}	Multiplicité	Calcul σ_m / σ_g exp ^{al}		Référence
$^{86}\text{Sr}(\gamma n)$	4 - 5	0,35	2	0,35	$0,36 \pm 0,07$	84
$^{86}\text{Sr}(n 2n)$	12	0,42	1	4	$4 \pm 0,2$	présent travail
$^{86}\text{Rb}(d 2n)$	20	0,5	3	3,3	$3,3 \pm 0,15$	présent travail
$^{88}\text{Sr}(pp 3n)$	45	1	2	7,6	$9,1 \pm 2$ $5,6 \pm 1$	85

TABLEAU VI

Résultats pour le noyau ^{86}Y

Réactions	Energie résiduelle après émission d'une particule	τ / τ_{rig}	Multiplicité	Calcul σ_m / σ_g exp ^{al}		Référence
$^{86}\text{Sr}(d 2n)$	19	1,2	1	0,56	$0,54 \pm 0,04$	présent travail
$^{85}\text{Rb}(\alpha 3n)$	30	0,9	2	3,3	$3,35 \pm 0,45$	présent travail
$^{88}\text{Sr}(p 3n)$	32,5	1	2	0,52	$0,6 \pm 0,12$	85
$^{89}\text{Y}(pp 3n)$	44	1,1	1	0,9	$0,81 \pm 0,23$ $1,24 \pm 0,35$	86

TABLEAU VII

Résultats pour le noyau ^{85}Y

Réactions	Energie résiduelle après émission d'une particule	τ / τ_{rig}	Multiplicité	Calcul σ_m / σ_g exp ^{al}		Référence
$^{88}\text{Sr}(\text{p } 4\text{n})$	39	0,9	2	1,5	$1,5 \pm 0,12$	85
$^{85}\text{Rb}(\alpha 4\text{n})$	40	0,75	3	5,4	$5,2 \pm 0,5$	présent travail

TABLEAU VIII

Résultats pour le noyau ^{87}Y

Réactions	Energie résiduelle après émission d'une particule	τ / τ_{rig}	Multiplicité	Calcul σ_m / σ_g exp ^{al}		Référence
$^{86}\text{Sr}(\text{d } \text{n})$	8	0,35	3	1	$1,04 \pm 0,04$	59
$^{88}\text{Sr}(\text{p } 2\text{n})$	19	0,56	3	1,65	$1,5 \pm 0,12$	85
$^{87}\text{Sr}(\text{d } 2\text{n})$	15	0,65	3	3,5	$3,6 \pm 0,15$	59
$^{85}\text{Rb}(\alpha 2\text{n})$	17	0,65	2,5	6	$6,3 \pm 0,2$	présent travail
$^{89}\text{Y}(\text{p } \text{p } 2\text{n})$	28	0,8	1,5	2,5	$2,42 \pm 0,51$	86
$^{88}\text{Sr}(\text{d } 3\text{n})$	27	0,8	2	4	$3,9 \pm 0,2$	présent travail

TABLEAU IX

En ce qui concerne le noyau résiduel zirconium 89 obtenu par sept couples particule-cible différents, l'analyse nous indique une valeur comprise entre τ_{rig} et $1,2 \tau_{\text{rig}}$, indépendante du couple mesuré et de l'énergie d'excitation considérée (voir tableau X). Cette valeur est très proche des prédictions du gaz de Fermi alors que l'on peut remarquer, avant toute comparaison avec l'analyse de la distribution angulaire des particules alpha dues à la réaction ($\alpha \alpha'$) sur le zirconium, que ce noyau a seulement un neutron en moins par rapport au noyau presque doublement magique du zirconium 90.

2 - b) Etude des effets résiduels dans les noyaux ^{84}Rb , ^{85}Sr , $^{87,86,85}\text{Y}$

L'analyse de ces noyaux obtenus à l'aide de particules alpha incidentes nous a conduit à l'étendre à d'autres systèmes produisant ces mêmes noyaux ainsi qu'au noyau strontium 85. Les cinq noyaux étudiés possèdent 6 à 8 neutrons dans la couche $g^{9/2}$ tandis que le strontium possède une couche incomplète $f^{5/2}$ et que les noyaux d'yttrium et de rubidium ont une particule en plus ou en moins par rapport à cette couche. Ces noyaux étant très semblables l'étude des effets de structure est alors possible. La comparaison des résultats expérimentaux obtenus par réactions (γn), ($\text{p } \text{xn}$), ($\text{p}, \text{p } \text{xn}$), ($\text{n}, 2\text{n}$), ($\text{d } \text{xn}$), (αxn) et (α, xn) avec les valeurs calculées nous permet une étude du comportement du paramètre de distribution des spins en fonction de l'énergie d'excitation.

Réactions	Energie incidente	τ / τ_{rig}	Multiplicité	Rapport isomérique Calcul	($\frac{\text{Haut spin}}{\text{bas spin}}$) exp ^{al}
$^{89}\text{Y} (\text{p n})$	4, 2				0, 48 + 0, 05
	5, 5	1, 2	1	0, 4	0, 45 + 0, 05
	6, 5				0, 8 + 0, 05
	7, 25				1, 04 + 0, 1
	8, 2				1 + 0, 1
	9, 2				1, 2 + 0, 1
	10	1, 2	2	1, 45	1, 6 + 0, 1
$^{89}\text{Y} (\text{d } 2\text{n})$	6, 2				2, 7 + 0, 3
	9				2, 6 + 0, 3
	11, 5				3, 5 + 0, 3
	12, 5	1, 2	1	3, 3	4, 1 + 0, 3
	13, 5				3, 55 + 0, 3
	14, 5				4, 2 + 0, 3
	15, 5				4, 2 + 0, 3
	16, 5	1, 2	3	4, 1	5 + 0, 5
	16, 5				4, 75 + 0, 5
	17, 3				5, 1 + 0, 5
	20, 4	1, 2	4	6	6, 4 + 0, 5
	24				7, 5 + 0, 5
$^{90}\text{Zr} (\text{n } 2\text{n})$	14	1		réf. 63)	6 + 0, 5
	14				6, 2 + 0, 5
$^{90}\text{Zr} (\alpha \alpha\text{n})$	28, 5				9, 4 + 1
	30, 5	1	1, 5	12	13 + 1
	32, 3	1	2	16	15 + 1
$^{92}\text{Mo} (\text{n } \alpha)$	14, 4	1	4	2, 1	2 + 0, 2 (réf. 55)
$^{90}\text{Zr} (\gamma \text{n})$	17	1, 2	3	0, 49	0, 48 (réf. 55)
$^{88}\text{Sr} (\alpha 3\text{n})$	24				22, 5 + 2
	25				18 + 2
	28				25 + 2
	32				24 + 2
	34	1, 2	2	28	30 + 3
	39				33 + 3
	39, 5				38 + 3
	40, 5				30 + 3
	42, 5	1, 2	3	35	40 + 3
	44, 5				43 + 5
	49				48 + 5
	52, 8				62 + 5
	53				60 + 5

TABLEAU X

Les diverses relations utilisées dans le modèle du supraconducteur (S.C.M.) et le modèle de Lang et Le Couteur, plus connu sous le nom " Independent pairing model " (I.P.M.) donnant le moment d'inertie sont :

$$\tau = \tau_{\text{rig}} e^{-\frac{0,87 \delta}{t}} + \frac{n}{t} \langle m^2 \rangle \hbar^2 \quad (\text{I.P.M.}) \quad (26)$$

$$\tau = \tau_{\text{rig}} \cdot A(U) \quad (\text{S.C.M.})$$

t est la température nucléaire, δ l'énergie d'appariement n est égal à 0, 1 ou 2 pour les noyaux pairs, de masse impairé ou impairs. $\langle m^2 \rangle$ est donné pour l'équation 24. $A(U)$ est une valeur qui dépend des propriétés thermodynamiques du supraconducteur comprise entre 0 et 1 (table 1 de la référence (40)). Cette valeur signifie qu'au dessous d'une certaine énergie critique donnée par l'expression $U_c = 1,47 a t_c^2$ le noyau se comporte comme un suprafluide.

t_c est la température critique reliée à l'énergie d'appariement par la formule $t_c = 0,74 \delta$.

L'énergie d'excitation effective est :

$$U = E + n \delta \quad (\text{S.C.M.}) \quad (27)$$

$$U = E + \frac{a \delta^2}{4,8} + n \delta \quad (\text{I.P.M.})$$

Pour éviter de tenir compte de la compétition des divers canaux ouverts, qui est très probable jusqu'à 2 ou 3 MeV au dessus du seuil de réaction⁽⁸⁷⁾ ou bien au delà du sommet de la fonction d'excitation, ou l'émission d'autres particules peut être préférée à celle des neutrons de plus grande énergie⁽²²⁾, nous avons choisi une énergie d'excitation témoin égale à celle qui correspond au sommet de la fonction d'excitation - lorsque nous avons cette information - ou bien celle qui correspond au seuil de la réaction évaporant un neutron supplémentaire.

Avant d'aborder la confrontation des résultats avec l'analyse pour toutes les réactions considérées nous allons sonder les conclusions d'une analyse à l'aide du modèle supraconducteur des réactions (αxn) sur le rubidium (réaction $^{87}\text{Rb}(\alpha n)^{90}\text{Y}^m$ et g (83) incluse). Dans ce modèle le seul paramètre ajustable est le paramètre de densité de niveaux a . Les résultats de l'analyse sont présentés sur les figures 11, 12, 13 et 14 et résumés sur le tableau XI.

Réaction	$^{87}\text{Rb}(\alpha, n)$	$^{85}\text{Rb}(\alpha, 2n)$	$^{85}\text{Rb}(\alpha, 3n)$	$^{85}\text{Rb}(\alpha, 4n)$
a en MeV^{-1}	9	16	8,6	21

TABLEAU XI

On remarque que si le modèle du supraconducteur peut rendre compte de nos résultats, il conduit à une valeur du paramètre de densité de niveaux plus petite que celle nécessaire pour l'interprétation de la diffusion inélastique des neutrons qui est de l'ordre de 30 MeV^{-1} (40).

Les résultats des calculs à l'aide du modèle du gaz de Fermi doivent être considérés comme des valeurs moyennes pour les noyaux résiduels successifs obtenus après

émission de chacune des particules (tableaux V à IX). La figure 15 présente les valeurs fractionnelles du moment d'inertie indiquées pour l'énergie résiduelle après émission de la première particule ainsi que les prédictions des modèles S.C.M. et I.P.M. Une étude de la variation du moment d'inertie en fonction de l'énergie d'excitation et sa relation avec la structure du noyau a été publiée ⁽⁴²⁾ dont nous confirmons les principales conclusions.

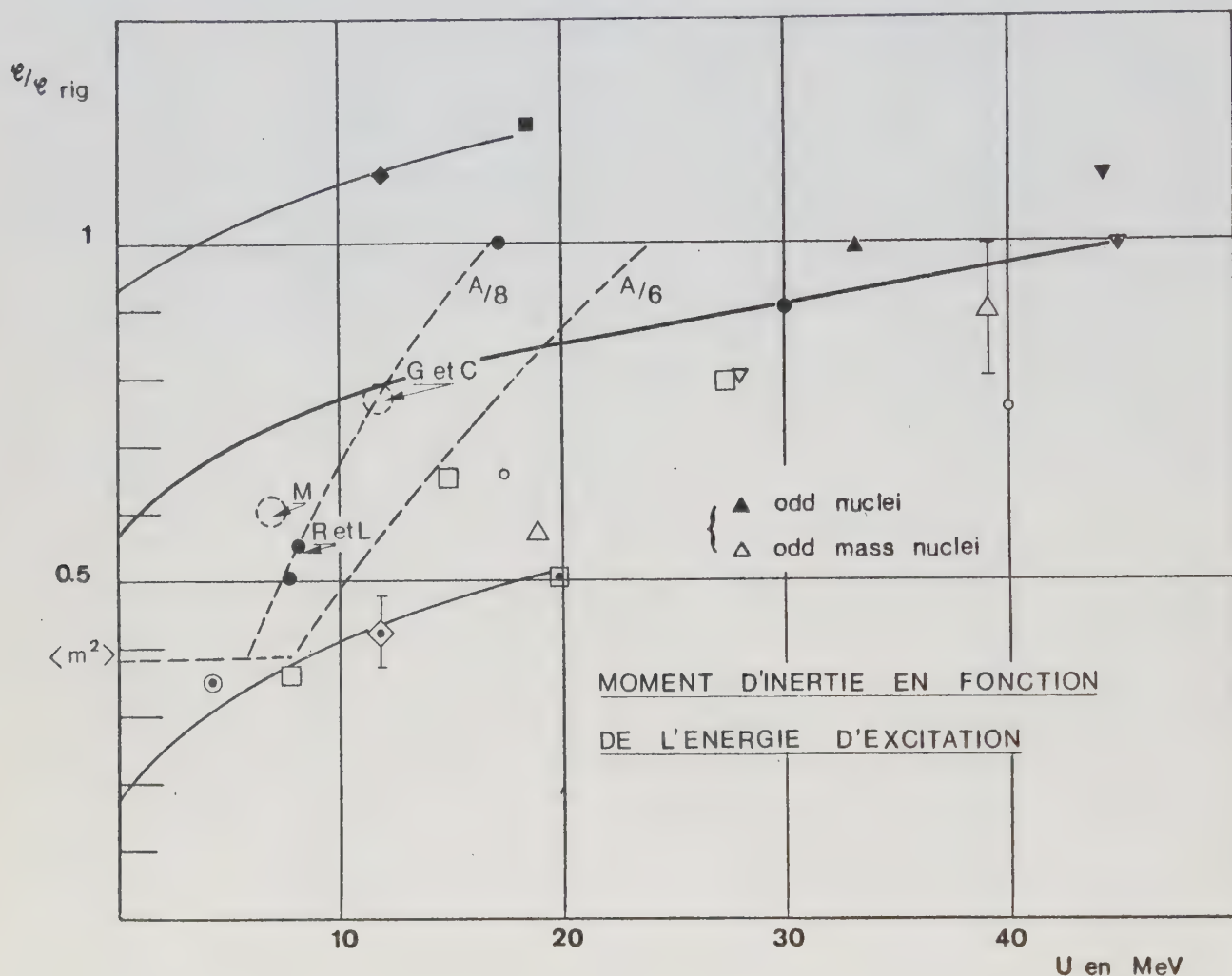


FIGURE 15 - Variation de la valeur fractionnelle du moment d'inertie en fonction de l'énergie d'excitation et de la structure du noyau : — : Courbes pour les noyaux pairs, impairs et de masse impaire dans le cadre de I.P.M. — — : Courbes pour un noyau de masse impaire calculée dans le cadre de S.C.M. avec les valeurs du paramètre de densité de niveaux $a = A/8$ et $A/6$; G et C : Valeur déduite par Gilbert et Cameron ⁽⁴⁷⁾ à l'énergie de liaison du neutron ; M : Valeur déduite par Malishev ⁽²¹⁾ pour une énergie de l'ordre de 7 MeV ; R et L : Valeur déduite de l'analyse du rapport isomérique pour la réaction $^{87}\text{Rb}(\alpha, n)^{90}\text{Y}$ de Riley et Linder ⁽⁸³⁾.

La figure 15 montre qu'aux plus grandes énergies les noyaux étudiés se comportent comme un gaz de Fermi. Cependant on observe une réduction du moment d'inertie à des énergies d'excitation pouvant atteindre 40 MeV pour les noyaux de masse impaire. A part la va-

riation plus brutale au dessous de 10 MeV, nous observons que le modèle de Lang et Le Couteur⁽⁴¹⁾ peut expliquer correctement le comportement de nos résultats en fonction du nombre de nucléons non appariés pour toute la gamme d'énergie d'excitation.

2 - c) Etude des effets d'une limite de spin

Nous avons vu précédemment que l'interprétation des rapports isomériques relatifs aux réactions (α 2n) et (α 3n) n'est plus correcte au dessus de 30 et 42 MeV respectivement alors que la quantité de mouvement transférée semble encore être totale. Cela peut être attribué à un plus grand nombre de transitions gamma émises, cependant des mesures directes de cette contribution pour des réactions comparables sur le cuivre⁽⁸⁰⁾ et le baryum⁽⁸¹⁾ montre que celle-ci emporte une énergie ne dépassant pas 5 MeV. Par ailleurs la diminution du rapport isomérique, au delà du sommet de la fonction d'excitation a pu être interprété à l'aide d'un calcul plus détaillé⁽⁸²⁾ utilisant le spectre énergétique total au lieu d'une valeur discrète égale à 2 T ainsi que la compétition avec l'évaporation des autres particules. Nous avons voulu contrôler ces conclusions en calculant les largeurs d'émission des neutrons, protons et alpha avec les restrictions de spins classiques. La formule que nous avons utilisée dérive des calculs de Hauser-Feshbach :

$$\Gamma(E, J) = \frac{1}{2\pi\rho(E, J)} \sum_{I, i} \sum_S \sum_l \int_0^{\infty} T_l(\epsilon) \rho(U, I) dU \quad (28)$$

$$\text{avec : } E = U + \epsilon + B_p$$

où B_p est l'énergie de liaison de la particule,

I, i et S sont les spins du noyau résiduel, de la particule émise et du calcul de sortie,

J est le spin du noyau composé,

$T_l(\epsilon)$ est le coefficient de transmission pour la particule considérée d'onde partielle l et d'énergie ϵ ,

$\rho(E, J)$ et $\rho(U, I)$ sont les densités de niveaux des noyaux initial et final données pour une formule très proche de la formule (8).

Une limite de spin a été introduite dans le calcul en ce qui concerne les états de spin J pour lesquels une énergie rotationnelle E_J est plus grande que l'énergie disponible. Nous avons utilisé soit la formule (11A) en prenant pour τ la valeur de la sphère rigide, soit une limite de spin plus sévère donnée par la formule (11 B). Une étude plus détaillée de Grover⁽⁴⁵⁾ dans le cadre du modèle en couches prévoit pour des moments angulaires équivalents à ceux que nous utilisons une limite de spin comprise entre nos deux valeurs calculées.

Les distributions du moment angulaire avant l'émission du premier neutron à une énergie d'excitation de 50 MeV et du troisième neutron à 20 MeV ainsi que les probabilités d'émission des neutrons, protons et alpha pour les mêmes énergies d'excitation initiales sont présentées sur la figure 16. Dans le cas de la limite de spin la plus stricte donnée par la formule 11 B, l'examen des largeurs d'émission montre que l'émission du troisième neutron peut être inhibée pour les plus grands moments angulaires. Cette inhibition peut donc expliquer le comportement des rapports isomériques à plus haute énergie et corrobore nos observations pour le recul moyen.

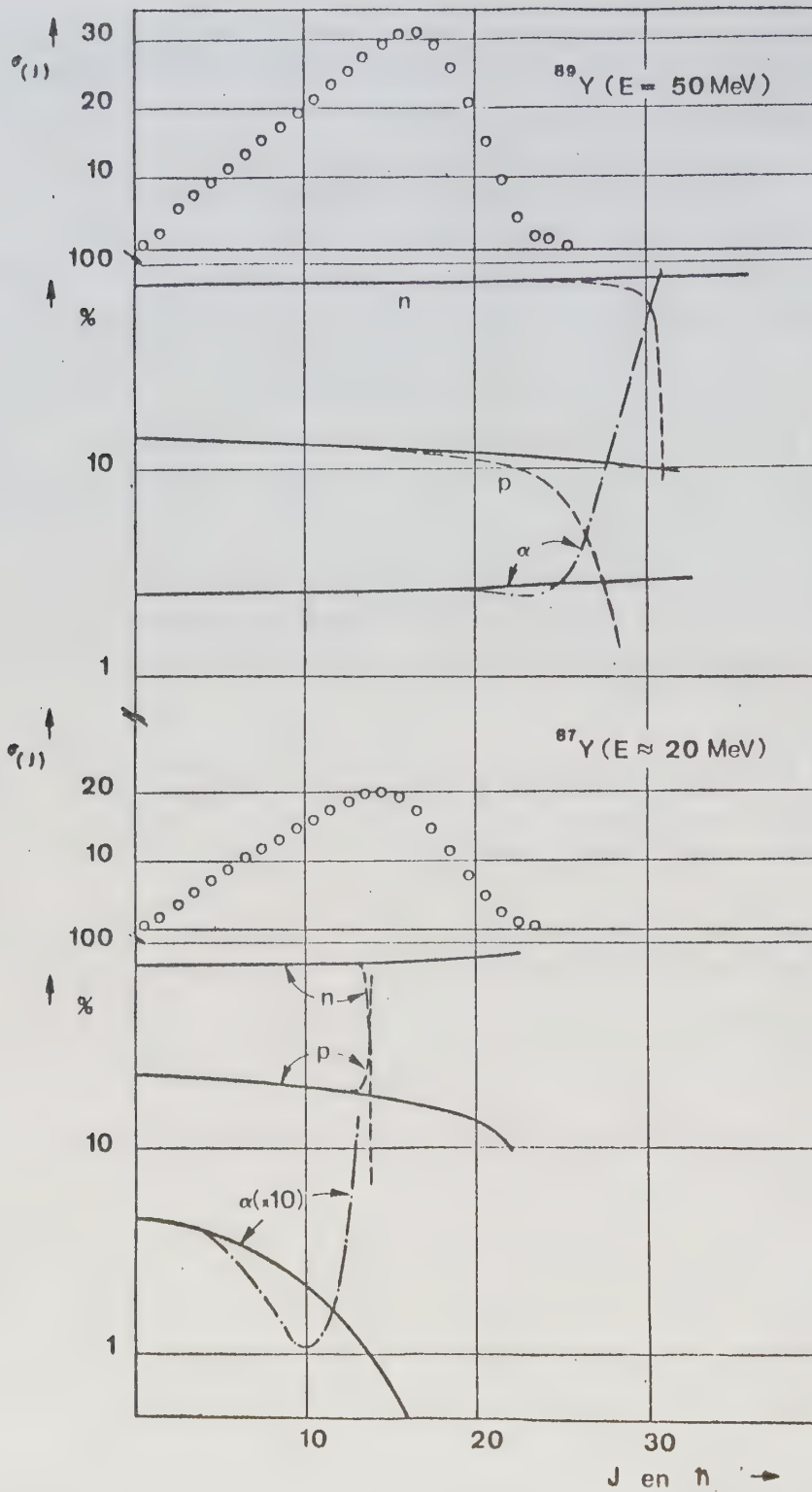


FIGURE 16 - Probabilités relatives d'émission des neutrons, protons et alphas pour une énergie d'excitation de 50 MeV à partir du noyau ^{89}Y et de 20 MeV à partir du noyau ^{87}Y . Les distributions du moment angulaire initiale du noyau composé ^{89}Y et celle obtenue après évaporation de deux neutrons sont également représentées. Les deux valeurs limites pour lesquelles il n'y a plus de niveaux disponibles sont :

$$\text{———} \quad E_J < \frac{\hbar^2}{2\tau} J(J+1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right. \quad J^2 > \frac{6\tau_{\text{rig}} E}{\pi^2 \hbar^2}$$

3. ETUDE DES FONCTIONS D'EXCITATION

De l'ensemble de nos résultats expérimentaux, ce sont les fonctions d'excitation qui ont été le plus souvent confrontées à la théorie statistique. Cependant on se souvient que pour rendre compte de l'expérience on est conduit à imposer au paramètre de densité de niveaux des valeurs faibles devant celles prédites par la théorie du gaz de Fermi. Diverses raisons ont été invoquées mais leurs importances relatives sont encore imprécises. Parmi celles-ci, signalons les effets d'isospin, de déformation du noyau et les effets précomposés. La contribution des deux derniers effets sera estimée dans le prochain chapitre.

Dans ce qui suit nous nous sommes attaché à tester les effets dus à la structure en couches responsables de certains phénomènes comme la réduction du paramètre de densité de niveaux, le décalage de l'énergie fondamentale lié à l'appariement des nucléons et au remplissage de la dernière couche. Nous avons testé de même les effets du moment angulaire dont on sait qu'ils sont importants, et les avons comparés aux résultats de l'étude des rapports isomériques pour les mêmes réactions présentée dans le paragraphe précédent.

Dans la confrontation de nos résultats expérimentaux au modèle du noyau composé les probabilités d'évaporation des neutrons, protons et particules alpha sont calculées à l'aide de la relation (5). Les énergies de liaison sont obtenues à partir des tables de Mattauch⁽⁹⁰⁾ tandis que les sections efficaces inverses sont celles du modèle optique^(77,78). La formule de densité de niveaux utilisée est légèrement différente de la relation (5) en ce qui concerne la puissance du terme préexponentiel, elle résulte en effet de l'hypothèse $\sigma^2 = \infty$ pour la résolution de l'équation (8) :

$$\rho(U) \propto U^{-2} \exp \left[2 (a U)^{1/2} \right] \quad (29)$$

Les divers effets envisagés doivent se manifester comme des corrections des deux paramètres a et U dans la formule de densité de niveaux.

3.a) Influence de la variation de la densité de niveaux

Le paramètre a est fonction de l'espacement moyen d des niveaux excités du noyau pour l'énergie disponible pour l'excitation de ce dernier. Cet espacement, donc la densité de niveaux et le paramètre a , doivent, a priori, être fonction de l'énergie d'excitation et du noyau concerné. En effet, certains auteurs^(21, 22, 25) ont utilisé un paramètre de densité de niveaux effectif " a " variant avec l'énergie d'excitation pour un même noyau et l'on sait, par ailleurs, que la densité des niveaux de résonances près des noyaux magiques est nettement plus faible que pour les noyaux plus éloignés pris à la même énergie d'excitation.

Notre propos est de rechercher, si possible, une interprétation cohérente des six fonctions d'excitation des voies de sorties relatives à la désexcitation du noyau composé de Yttrium 89 obtenu à l'aide de la particule alpha de 15 à 55 MeV sur le rubidium 85.

Iwata⁽⁵⁸⁾ a bien interprété certaines de ces réactions (les réactions $(\alpha x n)$ avec $x = 1, 2$ et 3) à l'aide de la théorie standard mais il est conduit à utiliser une valeur pour a égale à 4 MeV^{-1} . Cette valeur est d'une part très éloignée de celle prévue par le modèle du gaz de Fermi et d'autre part, totalement inadéquate pour interpréter la section efficace de la réaction $(\alpha \alpha n)$ (voir figure 17) dont on est pourtant assuré que, jusqu'à 30 MeV , le processus impliqué correspond à celui du noyau composé, en raison du transfert total de la quantité de mouvement.

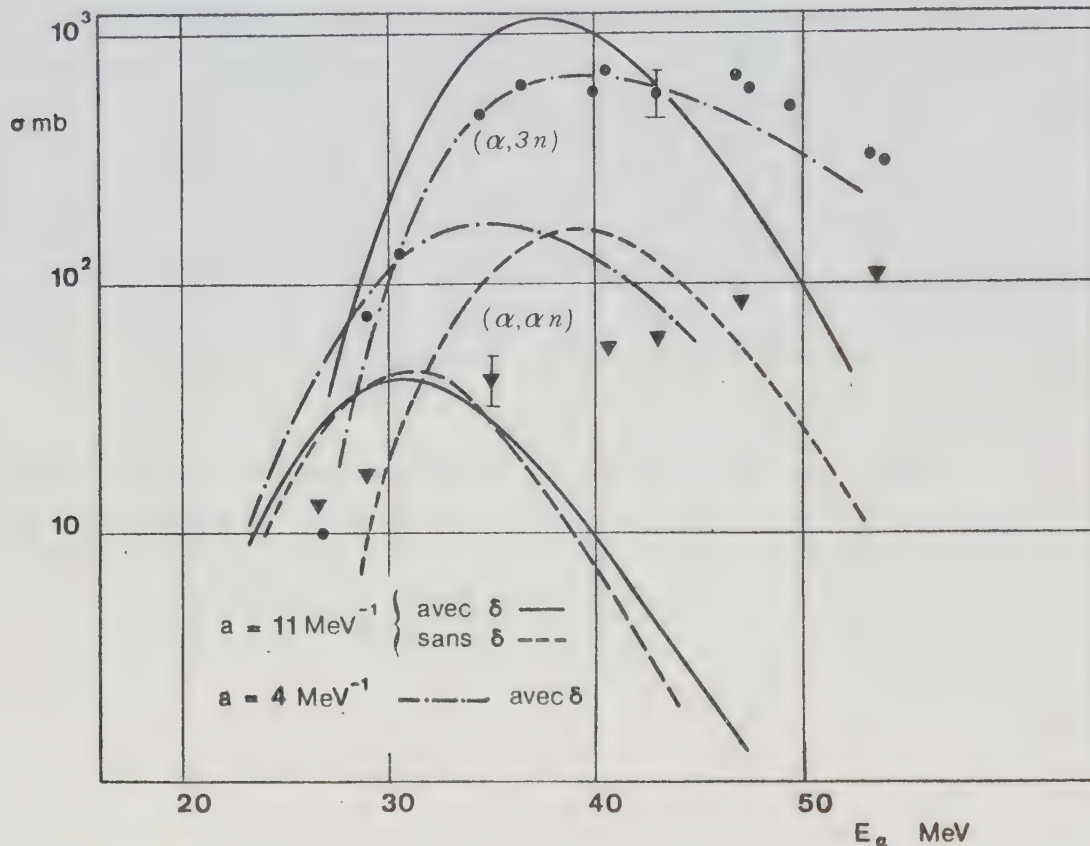


Figure 17 - Effets des forces d'appariement et du paramètre de densité de niveaux dans le modèle du gaz de Fermi pour l'interprétation des réactions $(\alpha, 3n)$ et $(\alpha, \alpha n)$ sur le noyau ^{85}Rb .

Pour clarifier la situation nous pouvons remarquer que :

a) la diffusion inélastique de neutrons de basse énergie sur l'Yttrium 89⁽⁴⁹⁾, les résonances de neutrons et de protons⁽⁹¹⁾ pour des noyaux voisins conduisent à une valeur pour a très proche de 11 MeV^{-1} .

b) Dans le cadre du modèle en couches pour une énergie d'excitation de 100 MeV , Strutinsky⁽²³⁾ propose la relation linéaire $a = A/7,5 \text{ MeV}^{-1}$ qui correspond à une valeur conforme à celle prédite par le modèle du gaz de Fermi (disparition de la "magie").

En conséquence, nos énergies d'excitation étant comprises entre a) et b), nous proposons de choisir comme valeur pour a la valeur 11 MeV^{-1} conforme aux prédictions

théoriques, bien que le noyau composé Yttrium 89 soit sur la couche magique à 50 neutrons.

Cette hypothèse est d'ailleurs compatible avec les valeurs de " a " déduites de l'analyse des résonances ($E^* \sim 8$ MeV) et celles nécessaires pour l'interprétation des structures fines des fonctions d'excitation liées aux fluctuations statistiques ($E^* \sim 20$ MeV) dans la région de masse $24 < A < 110$ qui montrent en outre que le paramètre a est pratiquement constant en fonction de E^* (26).

Avec cette valeur égale à 11 MeV^{-1} , nous pouvons remarquer (figure 17) un accord expérience-théorie certes moins bon qu'avec la valeur d'Iwata pour la réaction $(\alpha 3n)$ mais un accord plus satisfaisant pour la réaction $(\alpha\alpha n)$. Nous remarquons encore que la "largeur" de la courbe des fonctions d'excitation est plus faible que la largeur réelle. Nous allons cependant conserver cette valeur et chercher à obtenir un meilleur accord en faisant intervenir divers effets secondaires comme l'influence du moment angulaire, celle des forces d'appariement et du remplissage des couches. Nous allons dans un premier temps examiner ces deux dernières.

3.b) Influence du niveau fondamental en énergie

Il est bien connu qu'à basse énergie d'excitation, les forces attractives entre les nucléons (couplage à spin nul des nucléons) l'emportent sur les forces répulsives. Cela conduit à accroître l'énergie de liaison des nucléons et déprime la position relative du niveau fondamental des noyaux pairs par rapport aux noyaux de masse impaire et aux noyaux impairs. Cela se traduit par le fait que l'énergie d'excitation effective doit dépendre du caractère pair ou impair du noyau atteint dans la voie de sortie. Cet effet a été effectivement observé pour des énergies d'excitation de l'ordre du MeV par Hibbon⁽⁸⁸⁾ et Ericson⁽²⁸⁾ et on a admis qu'il était légitime de continuer à le prendre en compte pour des énergies plus élevées.

Présentement, nous nous proposons d'étudier son influence sur les réactions $(\alpha 3n)$ et $(\alpha\alpha n)$. Pour la première cet effet doit être sensible, pour la seconde, il doit être minime.

L'énergie d'excitation effective $U' = U - \delta$ a été calculée avec $\delta = 2,7$ MeV pour les noyaux pairs, $1,35$ MeV pour les noyaux de masse impaire et zéro pour les noyaux impairs⁽⁸⁹⁾. La valeur de " a " a été naturellement maintenue constante et égale à 11 MeV^{-1} . Les résultats expérimentaux et leurs interprétations théoriques sont présentés sur la figure 17. On constate :

- que les courbes théoriques obtenues pour la réaction $(\alpha\alpha n)$ avec ou sans correction ne présentent qu'une différence infime,

- que celles concernant la réaction $(\alpha 3n)$ sont au contraire très différentes.

On note, en particulier une influence très nette en ce qui concerne le seuil de la réaction et la valeur maximale de la fonction d'excitation théorique. Dans l'ensemble l'accord avec les résultats expérimentaux est amélioré sans être pour cela satisfaisant. Nous considérons néanmoins que cette correction demeure légitime aux énergies d'excitation impliquées. Nous verrons par la suite que l'étude des réactions ¹¹⁶ et ¹¹⁷ Sn(αn) confirme cette hypothèse jusqu'à l'énergie de liaison d'un neutron. Une seconde correction possible concerne l'influence de la fermeture des couches sur l'énergie du niveau fondamental des noyaux.

Rappelons brièvement que sur une couche partiellement remplie il y a

$$\frac{g!}{(g-n)!n!}$$

possibilités pour que les n particules et $(g-n)$ trous permutent sans dépense d'énergie alors que pour une couche fermée, il y aura dépense d'énergie pour toute permutation. Cet effet discuté dans le paragraphe 3.b) du second chapitre, se traduit par un décalage ΔE du niveau fondamental.

L'énergie effective utilisée dans la relation (29) est alors :

$$U' = U - \delta + \Delta E$$

ΔE est donné par la relation (10). Les espacements moyens de niveaux ont été pris sur les diagrammes de Nilsson⁽²⁹⁾. Ils ont été trouvés égaux à 3,7 MeV pour la dernière couche de neutrons $g^{9/2}$ et 2,6 et 2,1 MeV pour les dernières couches de protons $p^{1/2}$ et $f^{5/2}$. Les valeurs pour ΔE pour chacun des noyaux sont présentées sur le tableau XII.

$\begin{matrix} A \\ Z \end{matrix}$	89	88	87	86	85	84	83	82	81	80	79
39	-1,11	0,55	1,84	2,77	3,32	3,51					
38		-2,07	-0,39	0,88	1,81	2,37					
37			-1,18	0,48	1,77	2,70	3,26	3,44	3,26		
36				-0,67	0,99	2,18	3,21	3,67	3,95	3,67	
35							2,36	3,29	3,85	4,13	3,85

Tableau XII

Cette influence doit être sensible près des couches fermées⁽³⁰⁾ et doit particulièrement s'appliquer à notre cas puisque le noyau composé est le noyau Yttrium 89 qui se trouve sur la couche magique à 50 neutrons.

De même que pour la correction due aux forces d'appariement, nous avons supposé la persistance de cet effet sur toute notre zone d'énergie d'excitation. On a déjà indiqué au paragraphe 4 du chapitre II que le calcul numérique de la densité de niveaux dans le cadre du modèle en couches⁽⁴⁵⁾ montre la persistance de ces effets pour des énergies d'excitation supérieures à 20 MeV. Par ailleurs Gilat et Grover⁽⁴⁹⁾ ont montré qu'il revenait au même d'interpréter les spectres d'évaporation des protons et des particules alpha du noyau composé Brome 75 à 50 MeV d'énergie d'excitation avec une méthode numérique incorporant les données du modèle en couches ou avec une relation semblable à celle que nous utilisons avec $a = A/8$; $\tau = \tau_{\text{rig}}$ et les corrections des forces d'appariement et de la fermeture des couches. Il reste à définir le paramètre de densité de niveaux à partir d'un modèle tenant compte des effets des couches. Lang⁽²¹⁾ propose la relation suivante :

$$a = 0,0748 (\overline{J}_n + \overline{J}_p + 1) A^{2/3} \quad (30)$$

où $\overline{J}_n$ et $\overline{J}_p$ sont les valeurs effectives moyennes des spins pour les neutrons et les protons sur la couche de Fermi ⁽²²⁾. Nous avons utilisé les deux valeurs extrêmes, soient 8,7 et 11 MeV⁻¹, trouvées pour les divers noyaux qui nous intéressent pour se rendre compte de l'influence de ces valeurs sur le modèle.

Nous avons choisi comme exemple les réactions $(\alpha p 3n)$ et $(\alpha 4n)$ entraînant l'émission du même nombre de particules. La première réaction aboutit au noyau résiduel strontium 85 dont la dernière couche $f^{5/2}$ est complète tandis que la seconde réaction aboutit au noyau résiduel yttrium 85 dont la dernière couche $p^{1/2}$ est à moitié pleine. Le noyau strontium 85 aura donc une densité de niveaux plus faible que celui du noyau yttrium 85.

Les courbes théoriques et expérimentales sont confrontées sur la figure 18.

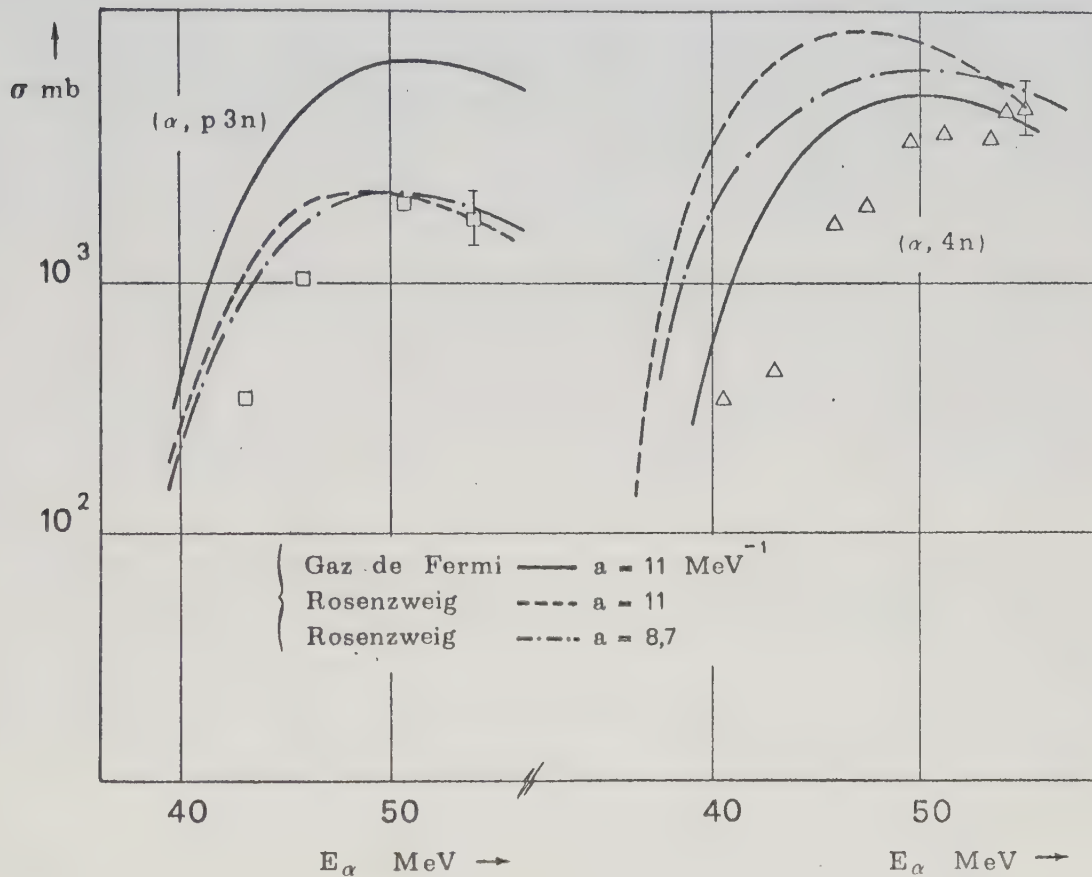


Figure 18 - Effets des couches fermées (modèle de Rosenzweig) pour la production des noyaux isobariques ⁸⁵Y et ⁸⁵Sr produits par réaction $(\alpha 4n)$ et $(\alpha, p 3n)$ sur le noyau ⁸⁵Rb.

On note par rapport à la théorie simple une amélioration nette pour la réaction $(\alpha p 3n)$. Cependant le désaccord entre la théorie et l'expérience en ce qui concerne la réaction $(\alpha 4n)$ demeure très sérieux. Les valeurs extrêmes pour "a" n'améliorent pas l'accord pour cette même réaction.

Un troisième effet dont nous connaissons l'importance concerne les effets du moment angulaire.

3.c) Effets du moment angulaire

La dépendance de la densité de niveaux avec le moment angulaire peut être obtenue dans le cadre du modèle à particules indépendantes et représenté par l'équation (8).

Cependant on sait que cette relation n'est qu'une approximation commode et que l'on aboutit à une surestimation de la densité des niveaux pour les grands moments angulaires. A l'aide de la relation "correcte" on trouve qu'il ne peut pas y avoir de niveaux au-dessus d'un J maximal. Ceci peut s'exprimer en disant qu'une énergie rotationnelle définie par l'équation (11.a) est indisponible pour l'excitation du noyau. Ces niveaux sont appelés "Yrast levels" ou "niveaux toupie".

L'énergie d'excitation qu'on présente comme une valeur unique pour les précédents calculs, est alors remplacée par une distribution

$$\sum_{0}^{J_{\max}} U'_J = U - \delta - E_J$$

calculée à l'aide des coefficients de transmission T_J donnés par le modèle optique (77, 78)

$$P(U - E_J) = \frac{(2J+1) T_J}{\sum_{0}^{J_{\max}} (2J+1) T_J} \quad (31)$$

Dans l'équation (11.a) on définit souvent τ comme une fraction k du moment d'inertie nucléaire pour une sphère rigide τ_{rig} :

$$\tau = k \tau_{\text{rig}} = \frac{2k}{5} m A R^2 \quad (32)$$

Les informations nécessaires pour le moment d'inertie peuvent être obtenues par exemple à partir de la distribution angulaire des particules évaporées ou des données pour les rapports isomériques. On peut alors utiliser la formule de densité de niveaux donnée par l'équation (29) avec l'approximation de l'"onde S" pour les particules évaporées^(36, 37). Cette approximation surestime sensiblement les effets du moment angulaire, pour une valeur donnée du moment d'inertie. Cela n'introduit pas cependant de différence appréciable pour les probabilités d'émission des particules⁽¹⁰⁾. La figure 19 présente les résultats expérimentaux pour lesquels nous possédions cette information ainsi que leurs analyses.

On remarque que les largeurs des fonctions d'excitation pour les réactions (α 2n) et (α 3n) ainsi que les seuils de réaction s (α 4n) et (α α n) sont beaucoup mieux interprétés.

La forme générale pour l'ensemble de nos fonctions d'excitation est même correctement respectée à l'exception de la dernière réaction pour laquelle nous savons qu'aux énergies supérieures à 30 MeV on assiste à un transfert partiel de la quantité de mouvement.

L'analyse détaillée de chacun des effets décrit dans les trois paragraphes précédents a permis de souligner leur importance relative et leur incidence pour l'accord avec

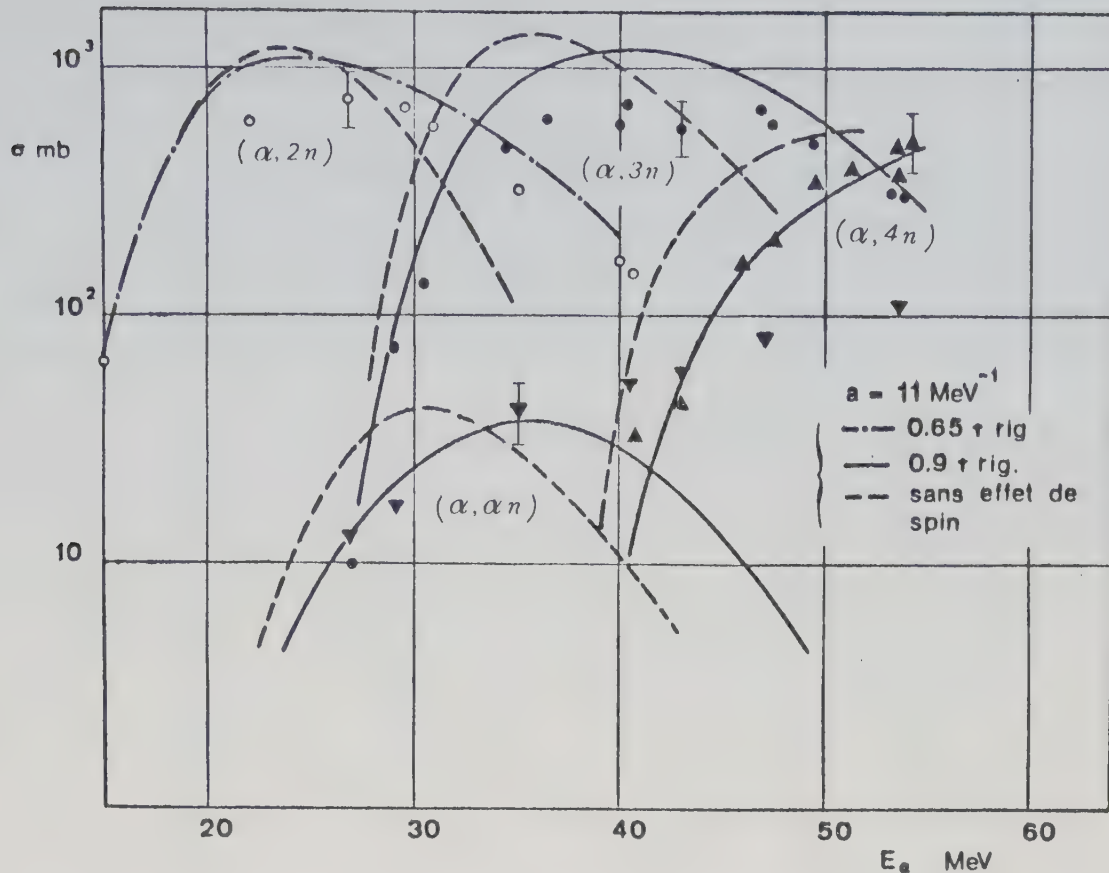


Figure 19 - Effets du moment angulaire (approximation de l'onde "S") pour l'interprétation des réactions $(\alpha, 2n)$, $(\alpha, \alpha n)$, $(\alpha, 3n)$ et $(\alpha, 4n)$ produites sur le noyau ^{85}Rb .

certaines de nos résultats expérimentaux pour lesquels ces effets étaient les plus sensibles. L'interprétation globale, incluant tous ces effets, de l'ensemble de nos six fonctions d'excitation peut alors être abordée.

3.d) Comparaison avec l'expérience

De l'analyse détaillée de chacun des effets, nous avons retenu une valeur pour le paramètre de densité de niveaux "a" constante et égale à 11 MeV^{-1} , très proche des prédictions pour un gaz de Fermi. Les forces d'appariement sont celles données par les tables de Nemirovsky⁽⁸⁹⁾ tandis que les valeurs pour le paramètre de distribution de spins sont elles déduites de l'interprétation des rapports isomériques pour les mêmes réactions (Nous avons choisi arbitrairement $k = 0,9$ pour les réactions $(\alpha, 2n)$ et $(\alpha, 3n)$). Nous avons retenu dans un cas la méthode de Rosenzweig pour la détermination de ΔE et nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec une expression de la densité de niveaux donnée par l'équation (29) avec deux valeurs de l'énergie d'excitation effective :

$$U' = U - \delta - E_J$$

et

$$U' = U - \delta - E_J + \Delta E.$$

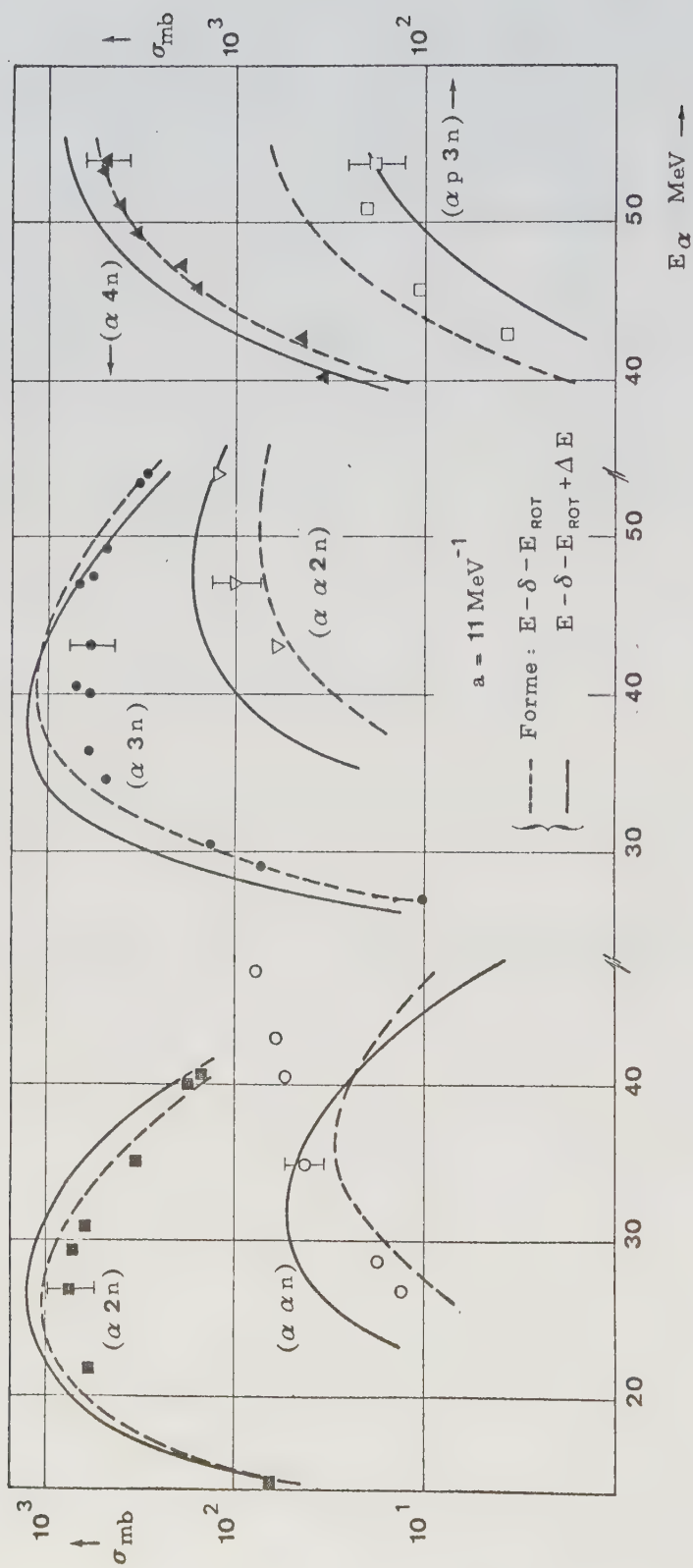


Figure 20 - Comparaison théorie-expérience avec deux expressions de la densité de niveaux : $\rho(E - \delta - E_J)$ et $\rho(E - \delta - E_J + \Delta E)$.

Les résultats expérimentaux et leurs analyses avec ces deux expressions pour l'énergie d'excitation effective sont présentés sur la figure 20.

On assiste globalement à un meilleur accord avec une énergie d'excitation effective ne tenant pas compte de la correction supplémentaire due aux couches fermées. On peut cependant remarquer que les résultats expérimentaux pour les réactions évaporant une particule chargée ont leurs valeurs comprises entre ces deux expressions. Ceci est peut-être un indice que les valeurs pour ΔE prédites par l'équation (10) sont trop élevées comme l'avait indiqué Ericson⁽⁹²⁾ ou bien que l'on assiste à un effacement progressif de cet effet similairement au paramètre de distribution des spins passant d'un état "suprafluide" à un état normal de gaz de Fermi.

D'autre part nous avons assimilé la section efficace de réaction à la section efficace de formation du noyau composé, or comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, on a observé à 54 MeV une section efficace inélastique ($\alpha \alpha'$) de l'ordre de 20% de la section efficace totale. Cette correction devrait encore améliorer l'accord théorique.

4. ETUDE DES SPECTRES DE PARTICULES

Ce type d'expérience est complémentaire aux résultats obtenus sur les noyaux résiduels. Si celui-ci permet d'atteindre les informations sur les paramètres a et σ de la théorie statistique, la distribution angulaire des particules rend aussi possible la détermination de la fraction procédant par ce mécanisme. Les informations ainsi obtenues sont "propres" en ce sens que les mécanismes non composés - le temps de transit de la particule et l'énergie transférée dans le noyau étant tous deux peu élevés - imposent une distribution angulaire pointée vers les angles avant (cas d'une particule légère). La sélection d'un angle très en arrière est alors une garantie que nous sommes en présence des processus ayant les plus grands temps de transit. Cependant pour les énergies incidentes plus élevées, l'équilibre est atteint plus rapidement ainsi qu'apparaissent des réactions intermédiaires. Les spectres sont alors la somme de particules ayant pour origine des processus d'interaction directe, précomposés et composés successivement de l'énergie d'excitation maximale jusqu'au seuil d'émission.

Au cours de l'analyse des spectres d'évaporation, il n'existe pas de règle universelle pour opérer la séparation des diverses contributions. Pour les énergies incidentes assez élevées (> 50 MeV) les particules émises par interaction directe tendent à être émises de plus en plus vers l'avant, les méthodes D.W.B.A. deviennent de plus en plus justifiées.

Pour illustrer ces divers processus nous avons choisi deux exemples : le premier concerne la réaction $^{116-117}\text{Sn}(\alpha n)$ à 20 MeV. Le processus dominant est alors celui du noyau composé. Le second a trait à la réaction $\text{Zr}(\alpha \alpha')$ pour une énergie incidente de 54 MeV. Dans ce cas on peut s'attendre à ce que les effets d'interaction directe ne soient plus négligeables.

4.a) Etude des spectres de neutrons (αn)

Il existe une expression commode pour extraire le paramètre de densité de niveaux "a" des spectres de particules. En effet si l'on admet la relation pour la densité de niveaux donnée par la formule (29) qui est introduite dans l'équation (5) on trouve, en assimilant $\frac{d\sigma}{d\epsilon}$ à $N(U)$ (nombre d'évènements à l'énergie U) et en prenant le logarithme :

$$\text{Log} \frac{N(U) \cdot U^2}{\sigma_{\text{inv}} \cdot \epsilon} \propto 2(aU)^{1/2} \quad (33)$$

$$\text{avec } U = E - (B_p + \epsilon)$$

E et U sont les énergies d'excitation initiale et résiduelle après l'émission d'une particule d'énergie ϵ dont l'énergie de liaison est B_p . Une représentation graphique de $\text{Log} \frac{N(U) \cdot U^2}{\sigma_{\text{inv}} \cdot \epsilon}$ en fonction de $\sqrt{U}$ permet d'extraire directement la valeur de "a" de la valeur de la pente. Nous avons appliqué cette méthode aux réactions $^{116,117}\text{Sn}(\alpha n)$ à 20 MeV. Pour être sûr que son emploi est légitime, nous avons analysé les spectres des noyaux résiduels 119 et ^{120}Te obtenus à 145° . En effet on peut remarquer sur les figures 5 et 6, relatives aux distributions angulaires, qu'il apparaît une contribution faible mais certaine, provenant d'un processus d'interaction directe vers les angles avant (75).

Dans les conditions ainsi définies, si on ne tient pas compte des forces d'appariement dans le calcul de U , on obtient pour a des valeurs de 17 et 19,6 MeV^{-1} , valeurs toutes deux peu satisfaisantes puisque plus élevées que celles prévues par la théorie du gaz de Fermi ($A/8 \approx 15 \text{ MeV}^{-1}$) et les valeurs semi-empiriques de Gilbert et Cameron⁽⁴⁷⁾.

On obtient une situation beaucoup plus satisfaisante si l'on introduit une correction pour les forces d'appariement : 1,14 MeV pour le noyau de masse impaire ^{119}Te et 2,3 MeV pour le noyau pair ^{120}Te (valeurs de Nemirovsky⁽⁸⁹⁾). On trouve alors (figure 21) après normalisation relative des deux spectres, des résultats plus concordants pour a : 15,75 MeV^{-1} pour ^{119}Te et 14,9 MeV^{-1} pour ^{120}Te . En effet d'une part la densité de niveaux $N(U)$ pour le noyau de masse impaire est plus grande que celle pour le noyau pair; d'autre part, le décalage entre les deux droites demeure très proche de l'énergie d'appariement 1,3 MeV ce qui, au seuil de la réaction confirme le caractère légitime de cette correction et montre que celle-ci conserve son influence jusqu'à une énergie résiduelle proche de l'énergie de libération d'un neutron. Nous justifions ainsi expérimentalement la prise en compte de cette correction dans l'analyse des fonctions d'excitation ($\alpha \times n$) sur le rubidium précédemment effectuée.

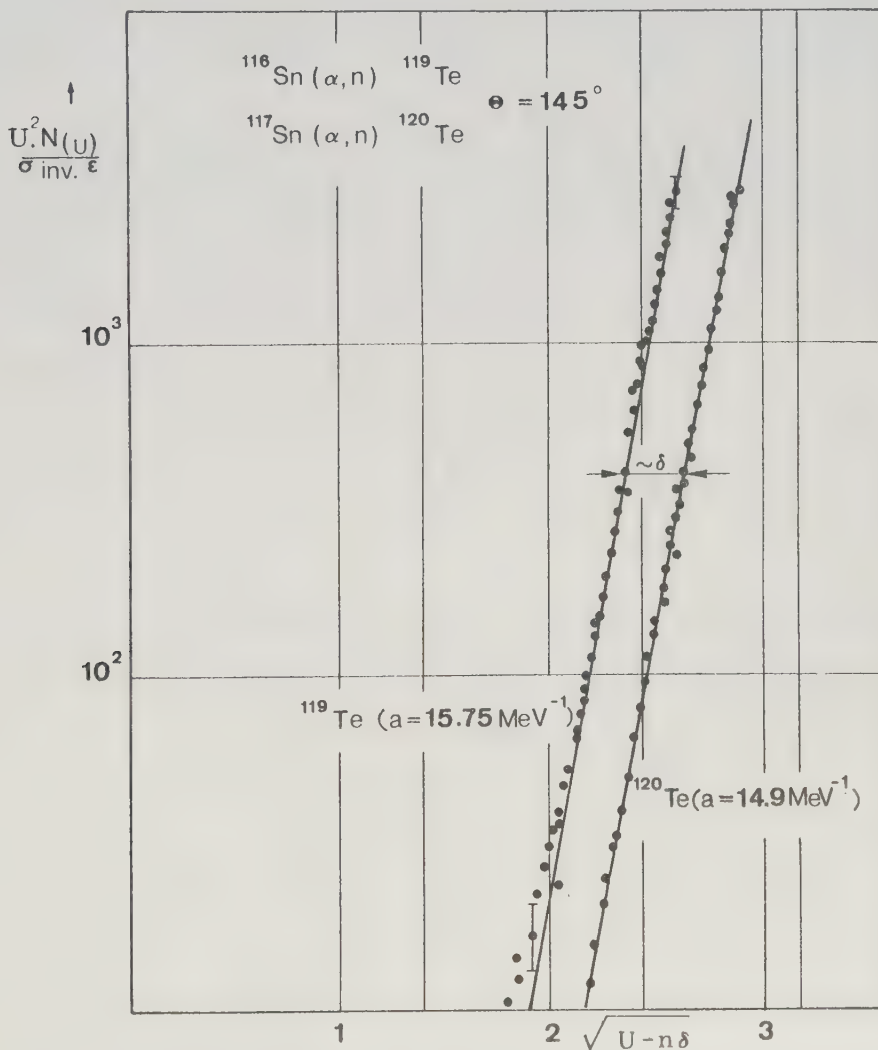


Figure 21 - Spectres réduits des neutrons obtenus à 145° pour les réactions $^{116}\text{Sn}(\alpha, n)$ et $^{117}\text{Sn}(\alpha, n)$ à $E_\alpha = 20 \text{ MeV}$ (effet d'appariement).

4.b) Etude des spectres de particules alpha ($\alpha \alpha'$)1. Diffusion inélastique

La diffusion inélastique de particules alpha de moyenne énergie constitue un exemple parmi les plus simples des processus d'interaction directe. Ce processus doit être particulièrement valable pour les particules émises à de petits angles en avant et pour de faibles énergies d'excitation transférées qui correspondent à des particules de plus grande énergie. Le terme responsable de l'interaction est le terme V_{oo} de l'équation (13) et l'analyse peut être effectuée à l'aide des méthodes D.W.B.A. Ce traitement doit nous permettre de déterminer l'amplitude de la déformation du noyau et éventuellement de dégager les autres contributions comme le souligne l'équation (1).

La méthode utilisée traite globalement l'interaction à l'aide des potentiels optiques. Ce caractère collectif de l'excitation (par introduction d'une composante non sphérique du potentiel) évite le choix délicat d'une interaction effective. Le potentiel utilisé est basé sur une forme de Woods-Saxon :

$$V_{opt} = V_c - V_o \left[1 + \exp \frac{r - r_o A^{1/3}}{a} \right]^{-1} - i W_o \left[1 + \exp \frac{r' - r'_o A^{1/3}}{a'} \right]^{-1} \quad (34)$$

Le choix des paramètres optiques a été déduit de l'analyse de la diffusion élastique sur le noyau ^{90}Zr (96)

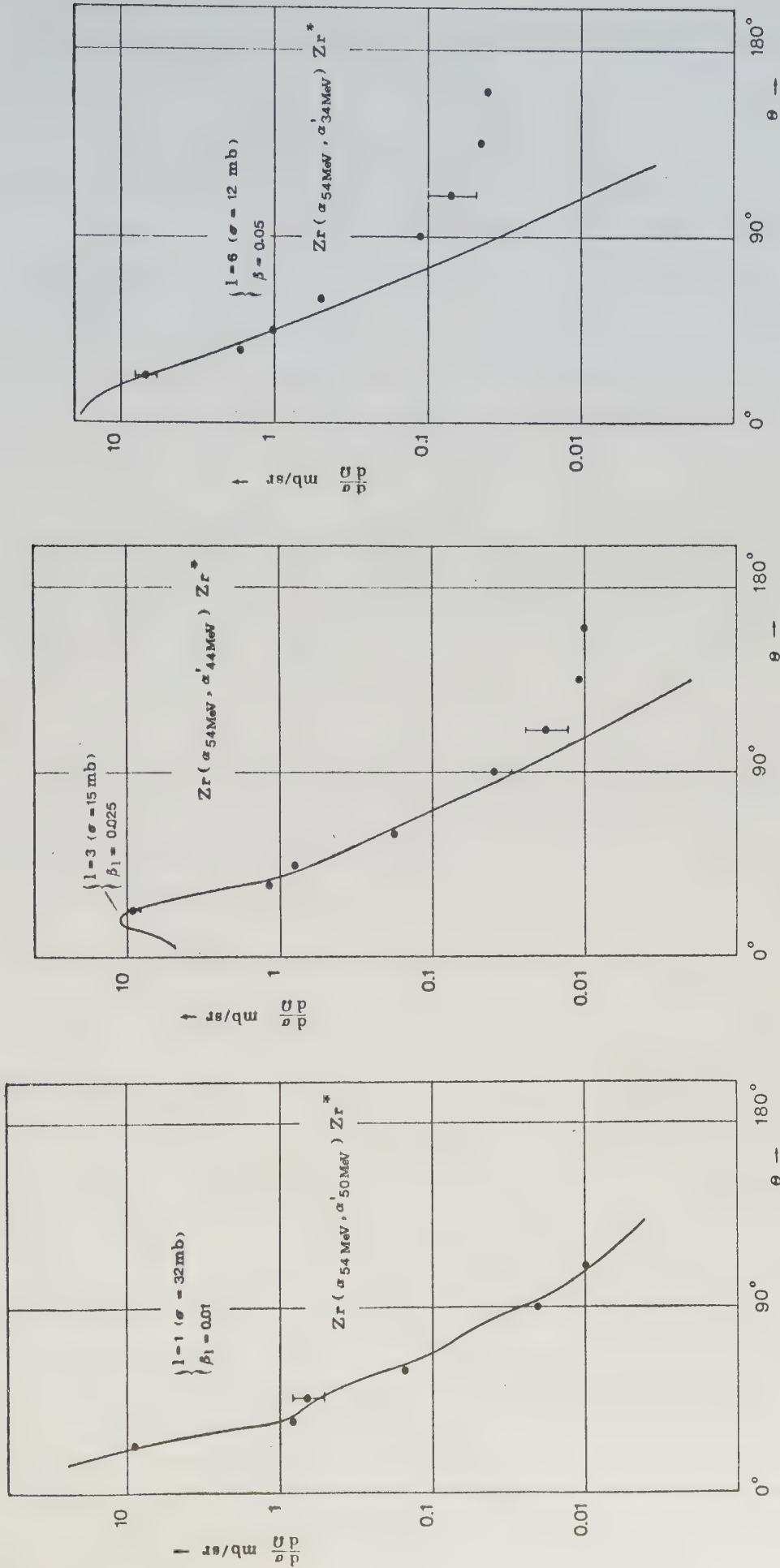
V_o (MeV)	W_o (MeV)	$r_o = r'_o$ (F)	$a = a'$ (F)	r_c (F)
34,63	17,35	1,553	0,631	1,4

Les valeurs de ces paramètres indiquent que l'interaction nucléaire se situe à la périphérie du noyau. Nous avons donc utilisé un facteur de forme du processus inélastique comme une diffusion de la particule par la dérivée première de la partie imaginaire de ce potentiel, les fonctions d'onde pour les voies d'entrée et de sortie étant représentées par la diffusion d'une particule par un potentiel de volume comme l'indique la formule (34).

Cependant les distributions angulaires obtenues ne sont pas encore directement comparables à nos résultats expérimentaux car il faut connaître le moment angulaire ℓ transféré ainsi que l'amplitude de sa section efficace liée au paramètre de déformation β_ℓ .

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} = \beta_\ell \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\ell \text{ DWBA} \quad (35)$$

Sachant que l'interaction se produit à la surface, un calcul classique nous permet d'avoir une estimation de la valeur moyenne du moment angulaire transféré en fonction de l'énergie transférée. En ce qui concerne le paramètre de déformation β_ℓ , les valeurs obtenues pour les transitions électromagnétiques pour les mêmes noyaux sont nécessaires. Cependant ces informations sont partielles. Nous allons donc utiliser une analyse avec un paramètre variable β_ℓ pour adapter les résultats théoriques avec l'expérience. Les calculs sont ceux du code DWUCK ⁽¹⁰⁷⁾. Les valeurs pour β_ℓ obtenues (voir figures 22, 23, 24) sont comparables aux



Figures 22, 23, 24 - Distributions angulaires expérimentales et analyses pour des énergies d'excitation résiduelles de 4, 10, et 20 MeV induites par les réactions $\text{Zr}(\alpha, \alpha')$ à $E_\alpha = 54 \text{ MeV}$.

résultats pour l'analyse de la diffusion inélastique sur les premiers niveaux de spins connus, pour le noyau de zirconium $90^{(96)}$ (leurs valeurs varient de 0,008 à 0,12 pour des moments angulaires transférés de 0 à 4).

Nos valeurs pour des énergies transférées de 4,10 et 20 MeV confirment l'augmentation de la déformation avec l'énergie d'excitation transmise pour un noyau sphérique en accord avec des calculs récents⁽⁹⁷⁾.

A cause du caractère collectif de cette interaction, le paramètre de déformation lié à la structure interne du noyau sera le même en première approximation que pour un noyau à l'équilibre statistique à la même énergie d'excitation. Belyaev⁽⁴⁶⁾ définit une énergie de déformation E_β indisponible pour l'excitation du type de celles considérées précédemment, soit pour un noyau près des couches fermées :

$$E_\beta \approx \frac{\tau_{\text{rig}} \omega_o^2}{1,6 \sqrt{5} \pi} \beta^2$$

τ est le moment d'inertie du noyau et ω_o la pulsation tirée des diagrammes de Nilsson⁽²⁹⁾. On obtient pour 20 MeV d'énergie d'excitation une valeur pour $E_\beta \approx 0,8$ MeV. Or l'on sait que la déformation prend place pour les grands moments angulaires, ce qui accroît le moment d'inertie et fait décroître l'énergie rotationnelle E_J . La faible valeur de la déformation, ainsi que son influence inverse sur la valeur de l'énergie de rotation font que nous avons négligé cet effet dans notre cas.

On observe néanmoins que l'accord théorique devient de moins en moins bon aux angles arrière pour les énergies transférées de 10 et 20 MeV. Ni l'addition d'autres composantes du moment angulaire, ni l'utilisation d'autres paramètres optiques très différents de ceux que nous avons utilisés⁽⁹⁸⁾ ne peuvent expliquer cette dépendance angulaire aux grands angles. Il faut donc chercher un autre mécanisme pour expliquer les spectres aux angles arrière

2. Particules d'évaporation et de préévaporation

Nous pouvons alors nous poser la question : sommes-nous en présence de particules émises à partir du noyau composé ou non ? L'analyse d'un spectre aux angles arrière à l'aide de l'expression donnée par la formule (33) peut déjà nous renseigner. Nous avons choisi le spectre à 160° pour lequel l'analyse par la méthode DWBA pour une énergie transférée de 10 MeV (voir figure 23) prédit déjà une section efficace d'un ordre de grandeur plus faible que celle trouvée expérimentalement. Le résultat (voir figure 25) comparé à celui obtenu pour les spectres de neutrons associés à une énergie d'excitation de 20 MeV (figure 21) indique de façon très nette deux composantes. L'une d'entre elles possède une pente très proche des prédictions théoriques et peut être attribuée au spectre d'évaporation, la seconde, pour les énergies d'excitation plus faibles, nécessite une valeur pour le paramètre de densité de niveaux $a = 2 \text{ MeV}^{-1}$. De telles valeurs ont déjà été obtenues par d'autres auteurs⁽⁹⁹⁾. Cependant aucune précaution dans ces cas là n'avait été prise pour estimer la contribution d'interaction non composée⁽¹⁰⁰⁾. Thomas⁽¹⁰⁸⁾ tente d'analyser certains résultats de ces derniers auteurs, mais échoue pour expliquer ce phénomène par l'inclusion des effets du moment angulaire. Cette valeur apparente de "a" dont ne peuvent rendre compte ni la diffusion inélastique, ni l'évaporation à partir du noyau à l'équilibre, est peut-être l'indice de processus intermédiaires entre l'interaction directe et le noyau composé.

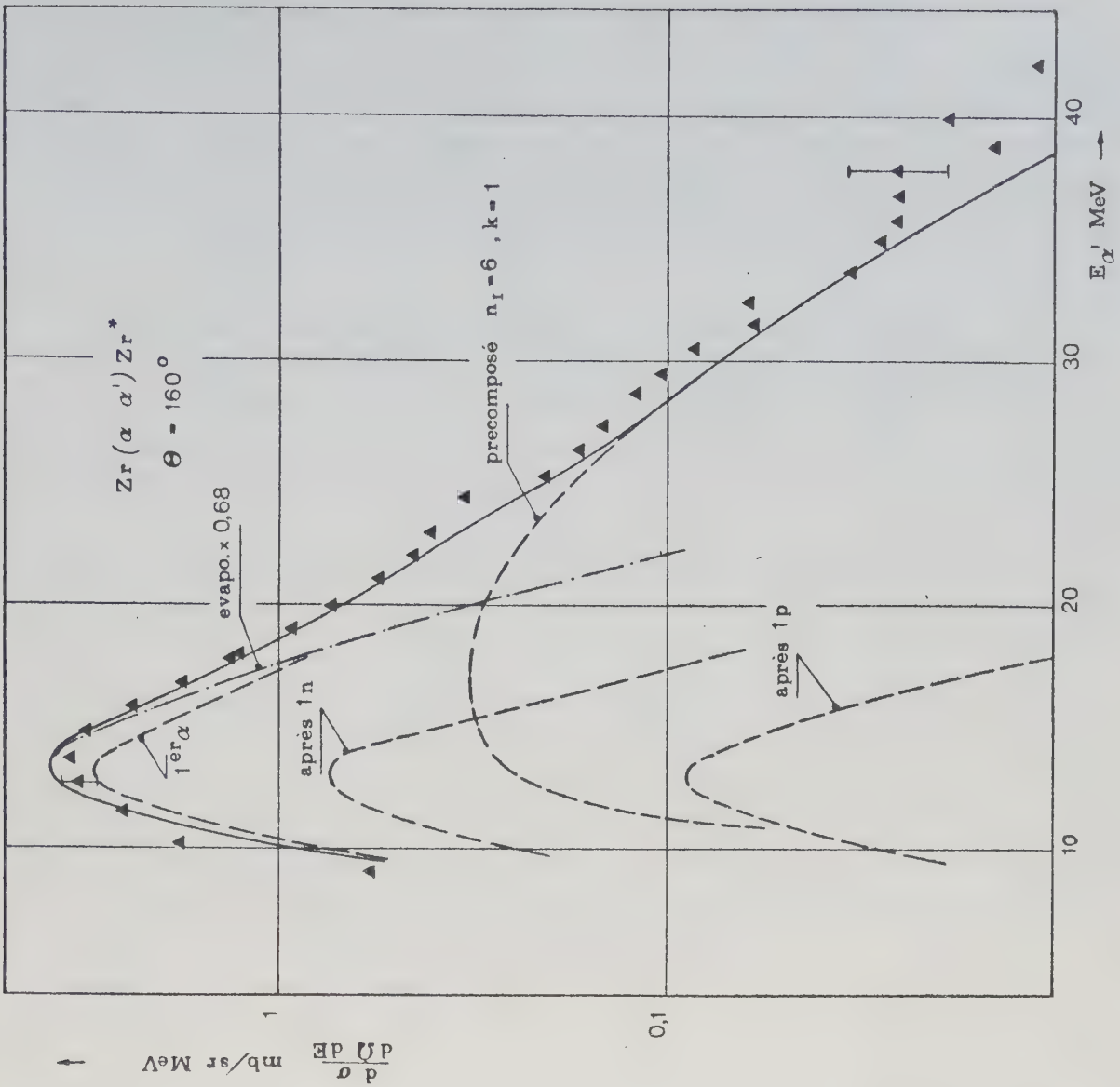


Figure 26 - Analyse à l'aide du modèle précomposé d'un spectre de particules α obtenu à 160° pour la réaction $Zr(\alpha \alpha')$ à $E_\alpha = 54$ MeV.

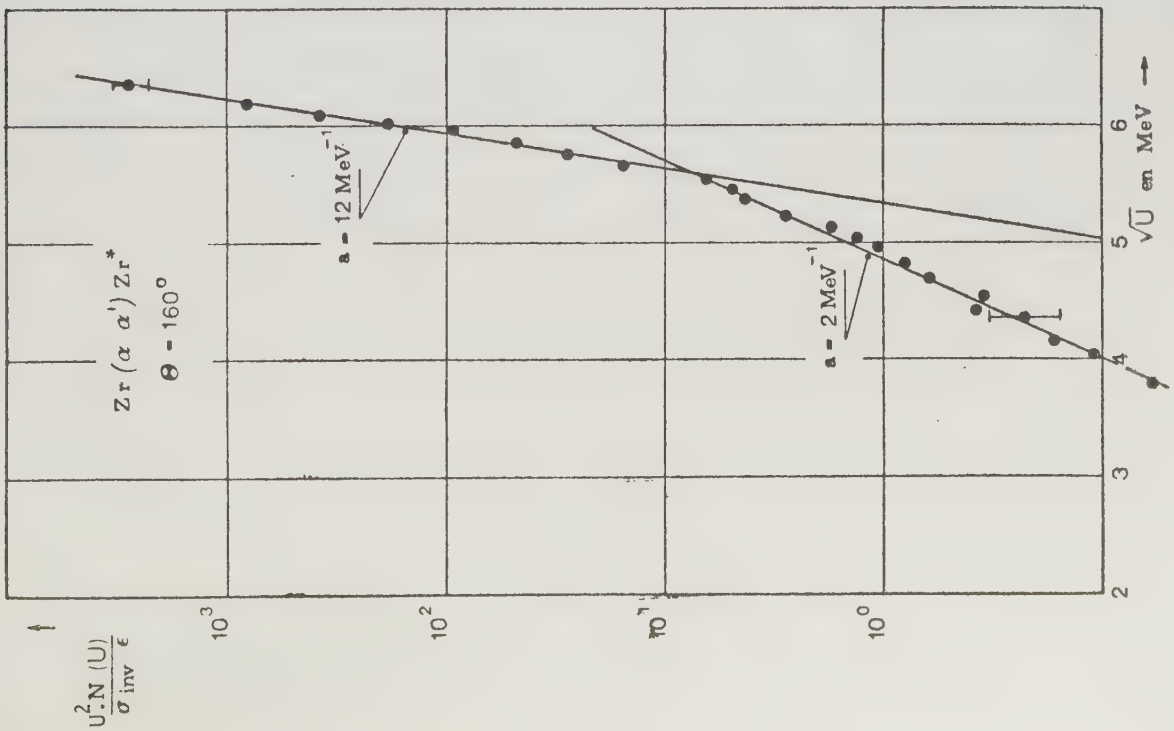


Figure 25 - Spectre réduit des particules α obtenu à 160° pour la réaction $Zr(\alpha \alpha')$ à $E_\alpha = 54$ MeV.

Un tel modèle (intermédiaire) a, en effet, été proposé par Griffin⁽⁵³⁾ dans lequel la particule incidente partage son énergie entre un petit nombre de particules et de trous, formant un état intermédiaire n_I . Le système évolue par interaction à 2 corps jusqu'à la distribution statistique $n = \overline{n}$. Griffin⁽¹⁰⁵⁾ montre d'ailleurs que ce modèle, à partir d'un même formalisme, peut prédire les émissions successives procédant par un mécanisme d'interaction directe, précomposé ou composé de la configuration la plus simple jusqu'à la configuration à l'équilibre.

Pour réaliser cet objectif les paramètres nécessaires à l'analyse sont :

- la densité de particules indépendantes au niveau de Fermi g .
- Le nombre d'excitons composant la configuration initiale n_I .
- Le paramètre de largeur d'émission k qui est le rapport du libre parcours moyen de la particule vis-à-vis de celui obtenu pour la diffusion nucléon-nucléon.

Par cohérence avec nos résultats précédents nous avons adopté les prédictions pour un gaz de Fermi $g = \frac{6a}{\pi^2}$ avec $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ (La valeur $a = 2 \text{ MeV}^{-1}$ étant considérée comme une valeur "apparente").

En ce qui concerne les deux autres paramètres, nous ne possédons d'informations que pour l'émission de nucléons à laquelle le modèle était initialement destiné. Pour des particules plus complexes, il est nécessaire de faire des hypothèses supplémentaires. Cependant, en raison même de la nature de la diffusion inélastique, l'état final atteint étant supposé posséder une configuration simple par rapport à l'état initial, une analyse à l'aide de ce modèle intermédiaire doit nous permettre d'estimer le troisième paramètre. En effet, au cours de l'analyse par la méthode D.W.B.A., on a admis que la particule alpha gardait son intégrité au cours de l'évènement inélastique. De plus, du fait du caractère collectif de l'excitation, l'émission de simples nucléons doit être relativement très improbable. Nous pouvons donc supposer que le processus inélastique se ramène à l'excitation d'un agrégat de nucléons ne participant pas à l'émission, correspondant à une configuration initiale d'excitons $n_I = 2$ et par suite à un seul spectre pour la particule de la voie d'entrée.

La comparaison de ce calcul pour le premier choc (équivalent au processus d'interaction directe) avec nos résultats expérimentaux pour la diffusion inélastique, est présentée sur la figure 27. La variation avec l'énergie pour la particule sortante apparaît correctement interprétée par cette valeur de $n_I = 2$ tandis que la valeur absolue de la section efficace suggère pour k la valeur 1.

Une telle valeur de k correspond au libre parcours moyen de diffusion nucléon sur nucléon. Cependant on peut remarquer que si l'interaction se produit à la périphérie où la densité de matière est plus faible, le libre parcours moyen doit être d'autant plus grand que cette densité est plus faible. On pourrait bien obtenir en principe la valeur de k recherchée à partir des valeurs des paramètres optiques à l'aide de l'équation (36) :

$$\lambda = \frac{\sqrt{E + V_0}}{\frac{\sqrt{2m}}{\hbar^2} \cdot W_0} \quad (36)$$

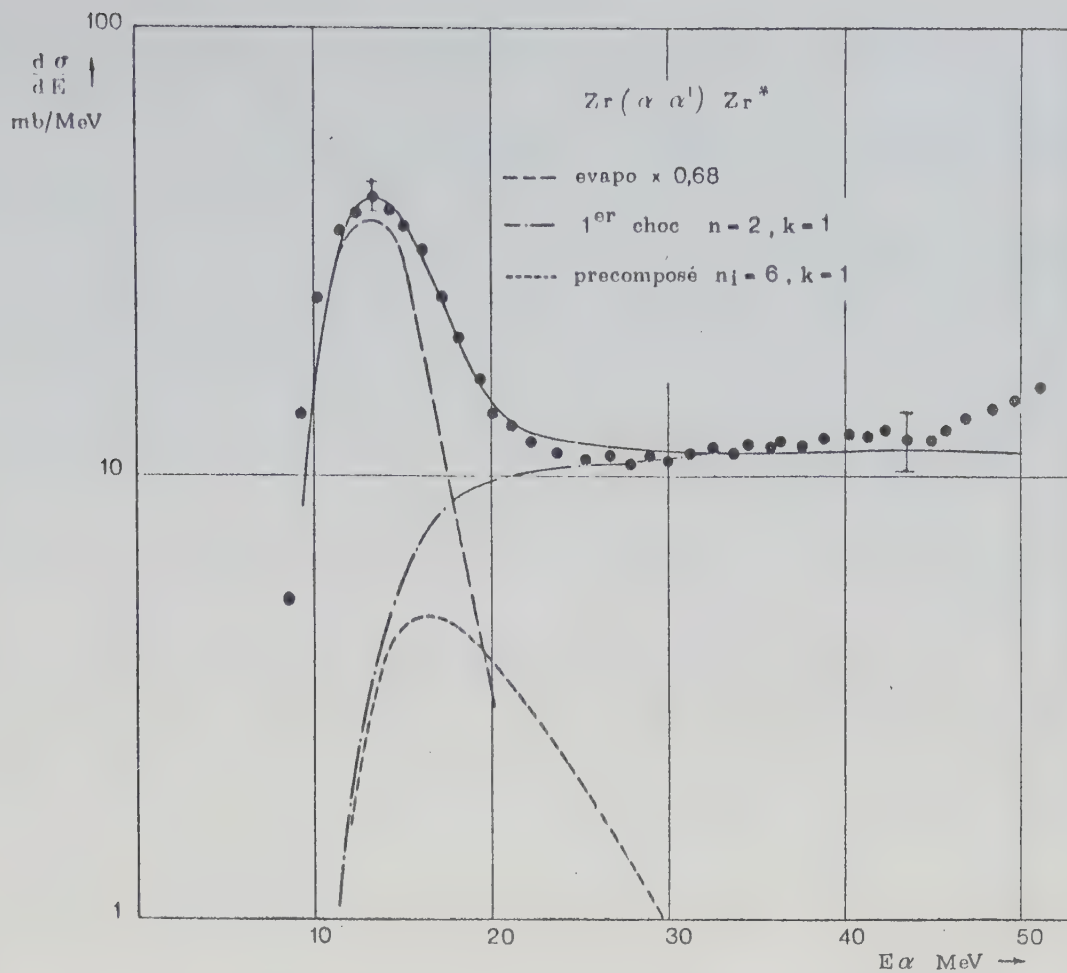


Figure 27 - Analyse à l'aide du modèle précomposé du spectre global intégré sur tous les angles des particules α obtenues pour la réaction $Zr(\alpha \alpha')$ pour $E_\alpha = 54$ MeV.

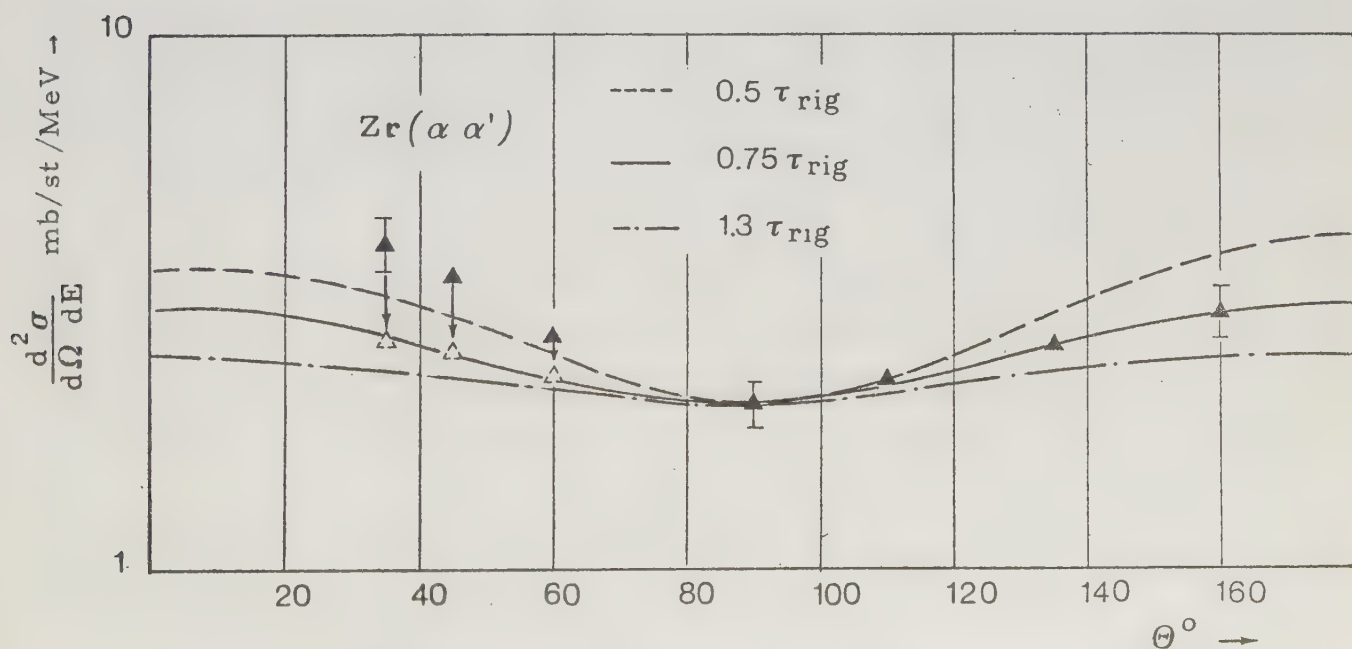


Figure 28 - Analyse Hauser-Feshbach de la distribution angulaire des particules α de 12 MeV obtenue par la réaction $Zr(\alpha \alpha')$ à $E_\alpha = 54$ MeV.

Mais le type de calcul est bien imprécis. Il est alors préférable d'estimer le rapport des libre-parcours moyens des particules alpha et des nucléons à partir des valeurs des paramètres optiques qui rendent compte de ces deux types de réactions.

Nous disposons en plus des valeurs concernant les particules alpha, des valeurs concernant la diffusion inélastique de protons de 50 MeV par le noyau ^{90}Zr (103). En comparant les termes de volume nécessaires à l'analyse à l'aide des potentiels optiques dans ces deux cas, on obtient un rapport de 5 pour le libre parcours moyen d'un proton vis-à-vis de celui d'une particule alpha. Ainsi la valeur $k = 1$ peut être considérée comme correspondant au libre parcours moyen d'une particule alpha dans la région périphérique du noyau dont la densité est seulement de 20% de la densité centrale. Ce résultat est d'ailleurs cohérent avec celui fourni par la méthode D.W.B.A. qui localise l'évènement inélastique en surface ainsi qu'avec les prédictions théoriques du modèle microscopique utilisant une interaction effective locale proposée par D. Jackson (104).

Il reste à préciser le nombre n_I d'excitons impliqués, pour cela nous allons chercher quelle peut être la première configuration responsable de l'émission précomposée observée sur les grands angles à l'arrière. Le premier état accessible est celui pour lequel la particule alpha se dilue dans le potentiel nucléaire : soient deux protons + deux neutrons ou quatre excitons. Ce nombre a d'ailleurs été montré responsable de l'émission précomposée de protons au cours des réactions (αp) pour une énergie initiale de 54 MeV (102). Cependant l'émission d'une particule alpha de cet état à 4 excitons n'est pas acceptable car il ne peut y avoir alors transfert d'énergie au noyau résiduel. La valeur suivante pour le nombre d'excitons doit être égale à 6. Elle correspond alors à la valeur minimale pour l'émission précomposée d'une particule avec excitation du noyau résiduel.

Ces diverses données permettent de rendre compte, comme nous l'avons déjà dit, des trois processus direct, précomposé et d'évaporation. Cependant pour faciliter la manipulation des programmes de calcul, la contribution correspondant au processus du noyau composé (évaporation) a été évaluée séparément par la formule habituelle, dont il a été montré qu'elle est équivalente à celle établie pour ce cas (voir formule 17.b). Cela permet de plus d'introduire commodément les effets du moment angulaire qui ne peuvent être négligés. Le raccord avec les résultats du modèle intermédiaire s'effectue alors à l'aide d'un facteur multiplicatif comme le montre la formule (18).

La confrontation expérience - analyse pour le spectre à 160° est présentée sur la figure 26 pour une valeur $k = 1$ et $n_I = 6$ (l'émission a été supposée isotrope). L'accord est très satisfaisant et souligne par conséquent que la contribution de ce processus précomposé s'élève à 1% environ de la section efficace globale, ce qui explique que les premiers auteurs aient pu négliger cette contribution.

La section efficace totale de diffusion inélastique des particules alpha s'élève, elle, à 380 ± 60 mb soit près de 20% de la section efficace totale de réaction.

Sur la figure 27, nous avons représenté le spectre intégré sur tous les angles ainsi que les prévisions pour les trois contributions d'interaction directe, précomposée et

composée. L'accord d'ensemble est encore très satisfaisant.

Ce genre d'information a permis de souligner d'une part l'importance des processus n'entraînant pas la fusion de la particule incidente avec le noyau-cible, d'autre part l'utilité d'un formalisme de préévaporation. Nos résultats pour les spectres ($\alpha \alpha'$) dans la région d'énergie d'excitation résiduelle nécessaire pour l'émission de 1 ou 2 neutrons correspondent bien à l'écart entre l'analyse et les valeurs expérimentales pour les fonctions d'excitation ($\alpha \alpha' n$) et ($\alpha \alpha' 2n$). Tandis que l'on a montré que la section efficace du noyau composé ne peut être assimilée à la section efficace totale de réaction. Ceci doit donc nous permettre d'améliorer encore l'accord avec les valeurs expérimentales pour les fonctions d'excitation.

3. Distribution angulaire des particules évaporées

Nous avons dans le paragraphe précédent dégagé la part des processus procédant par évaporation. Nous avons également vu que ces spectres pouvaient être interprétés avec les mêmes paramètres que ceux déduits de l'analyse des fonctions d'excitation. Nous allons maintenant montrer que l'anisotropie de la distribution angulaire (avec symétrie par rapport à 90°) des particules émises par ce processus permet d'obtenir une valeur du paramètre de distribution des spins par une méthode indépendante de celle déjà mentionnée au paragraphe 2.

Pour cela, nous utiliserons la théorie de Hauser-Feshbach (formules (7) et (9)). Certes il convient dans un premier temps de justifier son emploi pour de grandes énergies d'excitation susceptibles d'engendrer une cascade d'évaporation complexe. Cependant pour des cibles de masse moyenne ou lourde, l'influence de la barrière coulombienne favorise grandement l'émission de particules chargées en début de cascade, où l'énergie disponible est encore élevée plutôt qu'en fin de cascade.

C'est précisément notre cas, comme l'indique la figure 26, où l'émission à partir du noyau composé constitue plus de 80% du spectre total d'évaporation. Le calcul de la distribution angulaire à l'aide de la théorie de Hauser-Feshbach se justifie alors à partir du noyau composé formé qui nous permettra d'obtenir une estimation du paramètre de distribution des spins pour le premier noyau résiduel atteint aux plus grandes énergies d'excitation.

Les paramètres importants de la théorie sont les coefficients de transmission pour la voie d'entrée et de sortie ainsi que le terme $g(J)$ qui caractérise la probabilité qu'à un niveau de spin J de se désexciter. Les deux premiers paramètres peuvent être calculés à l'aide d'un modèle optique ou, comme dans notre cas, pris directement dans les tables⁽⁷⁷⁾. La quantité $g(J)$ est reliée à la largeur d'émission Γ_J et à l'espacement des niveaux d_0 :

$$g(J) = \frac{\pi \Gamma_J}{d_0} (2J+1) \exp \frac{-J(J+1)}{2\sigma^2} \quad (37)$$

Cette formule est très proche de l'équation (8) utilisée pour les calculs des rapports isomériques.

A cause de la faible variation de Γ_J pour les moments angulaires moyennement élevés, nous pouvons la remplacer par sa valeur moyenne $\overline{\Gamma}$, nous obtiendrons alors l'anisotropie de la distribution angulaire avec $\overline{\Gamma}/d_0$ comme paramètre d'ajustement.

Nous pourrions imaginer un calcul plus sophistiqué, remplaçant d_0 par sa valeur ($d_0 = \frac{2\sigma^2}{\rho(U)}$) et Γ_J par une expression comparable à celle de la formule (28) en vue d'atteindre la section efficace absolue. Cependant ni l'un ni l'autre des calculs ne tient compte des conclusions auxquelles nous sommes arrivé au cours de l'analyse des interactions directes. En effet celles-ci imposent de limiter la somme sur J à une valeur maximale critique au-delà de laquelle il ne peut y avoir formation du noyau composé. Cette limitation couramment utilisée dans le domaine des ions lourds nous est suggérée par nos observations sur la diffusion inélastique et par les calculs des cascades intranucléaires⁽¹⁰⁶⁾. Les résultats présentés figure 16 montrent alors que l'emploi d'une valeur moyenne pour Γ_J paraît justifié. Nous avons donc effectué nos calculs avec le facteur $\frac{\bar{\Gamma}}{d_0}$ comme variable d'ajustement tandis que nous avons sommé les calculs du moment angulaire 0 jusqu'à une valeur critique égale à 19, ce qui correspond approximativement à 80% de la section efficace totale. Une valeur légèrement différente de cette valeur critique nous donne une faible variation sur l'anisotropie de la distribution angulaire.

Pour limiter l'influence des processus d'interaction directe notamment aux angles avant d'une part, et pour se placer dans les meilleures conditions du point de vue statistique expérimentale, nous nous sommes attaché à l'analyse de la distribution angulaire des particules alpha d'assez faible énergie (12 MeV) correspondant approximativement au maximum de la section efficace du processus d'évaporation (l'énergie résiduelle du noyau est alors de 40 MeV).

Les résultats présentés sur la figure 28 suggèrent pour τ/τ_{rig} (moment d'inertie par rapport à celui d'une sphère rigide) la valeur : $0,75^{+0,15}_{-0,10}$.

Cette valeur est plus faible que celle déduite de l'interprétation des rapports isomériques pour le noyau résiduel ^{89}Zr qui est de $1,1 \pm 0,15$. Cependant si dans le second cas le noyau résiduel est un noyau de masse impaire, on doit remarquer que les premiers noyaux résiduels atteints par une réaction ($\alpha \alpha'$) sur une cible de zirconium naturel sont des noyaux pairs. Nous pouvons attribuer, malgré l'incertitude des résultats, cette différence à l'existence d'effets résiduels, en ce qui concerne les noyaux pairs. Nous pouvons en effet rapprocher ces deux résultats des prédictions du modèle de Lang et Le Couteur pour une énergie d'excitation de 40 MeV.

τ/τ_{rig}	à 40 MeV	Noyau pair	Noyau de masse impaire
	I.P.M.	0.65	0.95
	expérimental	$0,75^{+0,15}_{-0,1}$	$1,1 \pm 0,15$

Ce dernier résultat confirme donc nos observations pour l'analyse des rapports isomériques : une valeur de $\tau/\tau_{\text{rig}} = 0,75$ est nécessaire pour l'analyse de la réaction ($\alpha 4n$) sur le rubidium et montre la persistance des effets des corrélations entre les nucléons jusqu'à des énergies d'excitation de l'ordre de 40 MeV.

V. CONCLUSION

Ce travail s'est attaché à l'étude de la désexcitation à l'équilibre du noyau composé. Cependant aux énergies d'excitation considérées de 10 à 55 MeV, il y a juxtaposition de processus d'interactions directes ou intermédiaires. Pour cela nous avons été amené à étudier la contribution de ces derniers mécanismes pour dégager la portion du spectre répondant aux hypothèses statistiques.

En ce qui concerne la théorie du noyau composé, sa validité bien que confirmée par un grand nombre de tests nécessite souvent des valeurs des paramètres différents pour l'analyse de phénomènes différents.

Nous avons donc cherché à obtenir, de manière cohérente le meilleur accord pour toute une série de données expérimentales avec un calcul tenant compte de toutes les propriétés intrinsèques de la matière nucléaire.

Cependant avant toute confrontation des faits expérimentaux avec la théorie, il convient de se méfier des dangers d'une comparaison hâtive. D'une part les phénomènes ne peuvent être généralement comparés à un énoncé théorique qu'après avoir été traduits dans un langage adéquat (corrections du centre de masse, sur le recul, ...) faisant déjà intervenir une interprétation. D'autre part, pour être observationnel, un énoncé théorique utilise souvent des hypothèses supplémentaires (micro-réversibilité, factorisation, ...).

Dès lors, l'échec expérimental isolé ne prouve pas que la théorie soit fausse, pas plus qu'un résultat positif ne prouve qu'elle soit définitivement "vraie".

Averti de ces difficultés, nous avons cherché à satisfaire à plusieurs conditions :

1. La pertinence des confrontations choisies.
2. L'accumulation des résultats expérimentaux permettant par recoupement un contrôle plus serré.

1) Pour décider de la validité d'une confrontation théorie - expérience en ce qui concerne le noyau composé, nous disposons :

- de mises en évidence expérimentales relativement directes (recul des noyaux, test d'indépendance des modes de formation et de désexcitation, distributions angulaires des particules émises),
- des modèles d'interaction directe ou intermédiaires qui permettent d'obtenir par différence la fraction du spectre obéissant aux hypothèses du noyau composé.

a) Mises en évidence expérimentales de la coexistence de différents mécanismes

Le transfert de la quantité de mouvement par la mesure du recul des noyaux constitue un des critères les plus sûrs que la particule incidente fusionne avec le noyau. On assiste ainsi à un transfert total de cette grandeur pour les réactions (α, xn) sur le rubidium qui justifie leur analyse par la théorie statistique.

Le test d'indépendance des modes de formation et de désexcitation est la preuve que le temps de réaction est suffisamment long pour que le noyau excité ait "oublié" son mode de formation compte tenu des propriétés de conservation de l'énergie, moment angulaire, parité, ... Les canaux de sortie pour une interaction plus rapide seraient fortement corrélés aux caractéristiques de la voie d'entrée.

La distribution angulaire des particules émises permet un test de distribution aléatoire des grandeurs physiques, lié à sa symétrie par rapport à 90° alors que pour les mécanismes d'interaction directe les particules dans la voie de sortie sont pointées vers l'avant.

b) Calcul de la contribution des autres mécanismes.

Les modèles d'interaction directe type D. W. B. A. peuvent prédire les distributions angulaires d'un grand nombre de processus rapides. Des modèles moins extrêmes comme le modèle des cascades intranucléaires ou les modèles de Blann et Harp et Miller interprètent convenablement des processus plus compliqués. On peut dès lors obtenir la fraction du spectre ne répondant pas à une telle analyse et aboutissant à l'équilibre thermodynamique.

Ayant dégagé ainsi la proportion de la section efficace répondant à l'hypothèse de distribution aléatoire à l'équilibre, nous sommes en mesure d'effectuer les premières comparaisons avec la théorie elle-même.

2) Si on emploie des versions simplifiées comme la formule standard du gaz de Fermi, on trouve des valeurs "pathologiques" pour le paramètre de densité de niveaux (pour l'analyse de nos fonctions d'excitation $(\alpha \times n)$ sur le rubidium, on trouve ainsi une valeur de 4 MeV^{-1}).

Nous pouvons alors ou rejeter la théorie, ou, remarquant que toutes les précautions pour tenir compte de la dépendance avec l'énergie, le moment angulaire et des interactions entre les nucléons du noyau n'ont pas été prises, les y incorporer.

Nous utilisons dès lors un calcul qui introduit :

- les effets du moment angulaire pour l'analyse des rapports isomériques, la distribution angulaire des particules émises et les fonctions d'excitation,
- les effets résiduels tels que les forces d'appariement et de remplissage des couches (un calcul approché montre que les effets de la déformation du noyau sont minimes dans notre cas),

Un faisceau complémentaire de renseignements expérimentaux est alors fort utile pour préciser l'importance de tel ou tel effet secondaire. Ainsi :

- L'analyse des spectres réduits des particules évaporées à un angle arrière montre que les valeurs du paramètre de densité de niveaux "a" sont conformes aux prédictions théoriques et souligne en ce qui concerne les réactions (α, n) sur les étains 116 et 117 la persistance des effets d'appariement sur la densité de niveaux jusqu'à environ 10 MeV.

- De l'analyse de l'anisotropie des particules évaporées et des rapports isomériques, nous pouvons obtenir des informations, de phénomènes différents, sur le paramètre de distribution des spins et le moment d'inertie du noyau auquel il est relié.
- La méthode de recul différentiel montre que le rapport isomérique peut diminuer avec l'énergie d'excitation pour certaines zones des fonctions d'excitation bien que le transfert de la quantité de mouvement soit total. Ce contrôle souligne l'influence d'une limite de spin ("niveaux toupie") qui explique un tel comportement.
- Les écarts des sections efficaces pour les réactions entraînant l'évaporation d'une particule α accompagnée de 1 ou 2 neutrons produits par divers projectiles incidents conduisant au même noyau composé d'yttrium 89, confirment la grande probabilité de diffusion inélastique (α α) observée par ailleurs sur une cible très voisine.

Les informations obtenues à partir de phénomènes différents, nous permettent un test global sans aucun paramètre variable des six fonctions d'excitation pour les réactions induites par des particules alpha sur le rubidium.

On obtient dès lors un accord satisfaisant entre la théorie statistique et l'expérience avec une valeur du paramètre de densité de niveaux conforme aux prédictions du gaz de Fermi, soit 11 MeV^{-1} . De plus, le fait que les diverses valeurs mesurées pour le moment d'inertie du noyau, relié au paramètre de distribution des spins, augmentent avec l'énergie tout en demeurant plus faibles que celles prédites par l'état "normal" du gaz de Fermi, suggère que la matière nucléaire se comporte pour des énergies d'excitation inférieure à 40 MeV comme un "suprafluide". La persistance des effets résiduels jusqu'à ces énergies corrobore d'ailleurs cette observation. Cette réduction du moment d'inertie est assez bien interprétée par le modèle de Lang et Le Couteur.

En résumé, cette analyse suggère que l'état "normal" du gaz de Fermi (interactions attractive et répulsive en équilibre) n'est atteint qu'à des énergies relativement élevées ($>40 \text{ MeV}$) au-dessous desquelles les interactions résiduelles attractives prépondérantes imposent un comportement "suprafluide".

En conclusion, l'interprétation cohérente de l'ensemble des résultats expérimentaux rapportés ci-dessus démontre que la théorie statistique de désexcitation nucléaire, corrigée pour les effets résiduels propres à chaque noyau, en utilisant un système de paramètres a , ΔE , δ et σ convenablement choisis, interprète correctement les phénomènes physiques qui la concernent.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 N. BOHR
Nature, 137 (1936) 344
- 2 V.F. WEISSKOFF, D.H. EWING
Phys. Rev., 57 (1970) 472
- 3 T. ERICSON
Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 430
- 4 H. FESHBACH, C.E. PORTER, V.F. WEISSKOFF
Phys. Rev. 96 (1954) 448
- 5 C. BLOCH
Session d'études en physique nucléaire théorique - Aussois 1968 , p.1
- 6 S.N GHOSHAL
Phys. Rev. 80 (1950) 939
- 7 C.F. SMITH Jr.
Ph.D. Thesis University of California (1965) (Voir aussi sa bibliographie).
- 8 W. HAUSER, H. FESHBACH
Phys. Rev. 87 (1952) 366
- 9 A.C. DOUGLAS, N. Mac DONALD
Nucl. Phys. 13 (1959) 382
- 10 T.D. THOMAS
Ann. Rev. of Nucl. Sciences 18 (1968) 343
- 11 C. BLOCH
Phys. Rev. 93 (1954) 1094
- 12 D.W. LANG
Nucl. Phys. 77 (1966) 545
- 13 F.H. RUDDY, B.D. PATE, E.W. VOGT
Nucl. Phys. A 127 (1969) 323
- 14 E.C. HALBERT, S.J. KRIEGER
Comments Nucl. Part. Phys. 19 (1969) 33
- 15 N. ROSENZWEIG
Phys. Rev. 108 (1957) 817
- 16 D.W. LANG
Nucl. Phys. 2((1961) 434
- 17 A. GILBERT, A.G.W. CAMERON
Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- 18 T.D. NEWTON
Can. J. Phys. 34 (1956) 804 .
- 19 A.G.W. CAMERON
Can. J. Phys. 36 (1958) 1040
- 20 V.M. STRUTINSKY
Nucl. Phys. A 95 (1967) 420
- 21 A.V. IGNATYUK, V.S. STAVINSKII, Y.N. SHUBIN
Sov. J. Nucl. Phys. 11 (1970) 563
A.V. MALISHEV
Sov. Phys. J.E.T.P. 18, (1964) 221

- 22 H. BABA
Nucl. Phys. A 159 (1970) 625

M. BOHNING
International Conference on the statistical properties of nuclei Albany (U.S.A.) Aout 1971
- 23 E. GADIOLI, I. IORI, N. MOLHO, L. ZETTA
Nucl. Phys. A 138 (1969) 321
- 24 G. M. BRAGA-MARCAZZAN, L. MILAZZO-COLLI
Energia Nucleare 15 (1968) 186
- 25 H. HURWITZ, H. BETHE
Phys. Rev. 81 (1951) 898
- 26 T. ERICSON
Nucl. Phys. 11 (1959) 481
- 27 S. G. NILSSON
Kgl. Danske Videnskab Mat. Fys. Medd. 29 (1955) 16
- 28 M. BLANN, G. MERKEL
Nucl. Phys. 52 (1964) 673
- 29 H. P. HAZAN, M. BLANN
Phys. Rev. 137 B (1965) 1202
- 30 YU WEN YU, M. BLANN
Phys. Rev. 170 (1968) 1131
- 31 A. A. KATSANOS, R. W. SHAW, R. VANDENBOSCH, D. CHAMBERLAIN
Phys. Rev. C 1 (1970) 594
- 32 E. GADIOLI, L. ZETTA
Phys. Rev. 167 (1968) 1016

E. GADIOLI, I. IORI
Nuovo Cimento 51 B (1967) 100
- 33 J. R. HUIZENGA, L. VAZ, F. C. WILLIAMS Jr., M. BLANN
Lecture Notes on Nuclear Level Densities U.R. NSRL 28 (1970)
- 34 J. R. GROVER
Phys. Rev. 127 (1962) 2142
- 35 D. SPERBER
Phys. Rev. 130 (1963) 468
- 36 R. A. ESTERLUND, B. D. PATE
Nucl. Phys. 69 (1965) 401

A. DEMEYER, R. CHERY, N. CHEVARIER, A. CHEVARIER, J. TOUSSET, TRAN MINH DUC
J. de Physique 31 (1970) 847
- 37 J. M. ALEXANDER, J. B. NATOWITZ
Phys. Rev. 188 (1969) 1842
- 38 A. BOHR, B. MOTTELSON
Kgl. Danske Videns Selskab Mat. Fys. Medd. 30, No 1 (1955)
- 39 D. W. LANG
Nucl. Phys. 42 (1963) 353

M. SANO, S. YAMASAKI
Prog. Theor. Phys. 29 (1963) 397

P. DECOWSKI, W. GROCHULSKI, A. MARCINKOWSKI, K. SIWEK, Z. WILHELM
Nucl. Phys. A 110 (1968) 129
- 40) H. K. VONACH, R. VANDENBOSCH, J. R. HUIZENGA
Nucl. Phys. 60 (1964) 70
- 41 D. W. LANG, K. J. LECOUEUR
Nucl. Phys. 14 (1959) 21
- 42 A. DEMEYER, N. CHEVARIER, A. CHEVARIER, P. PERTOSA, TRAN MINH DUC
J. de Physique 32 (1971) 841

- 43 R.W.SHAW Jr , A.A.KATSANOS, R.VANDENBOSCH
Phys.Rev. 184 (1968) 1089
E.GADIOLI, I. IORI, L.ZETTA
Phys.Rev. 174 (1968) 1140
- 44 IZUMO
Nucl.Phys. 62 (1965) 673
- 45 J.R.GROVER
Phys.Rev. 157 (1967) 832
M.HILLMAN, J.R.GROVER
Phys.Rev. 185 (1969) 1303
- 46 J.BARDEEN, L.N.COOPER, J.R.SCHRIEFFER
Phys.Rev. 108 (1957) 1175
S.T.BELYAEV
Klg.Danske Videnskab Mat.Fys.Medd. 31, n^o 11 (1959)
- 47 A.GILBERT, A.G.W.CAMERON
Can.J.Phys. 43 (1965) 1446
- 48 J. GILAT
Phys.Rev. 1 C (1970) 1432
- 49 J. GILAT, J.R.GROVER
Phys. Rev. 3 C (1971) 734
- 50 L.G.MORETTO, R.STELLA, V. CARAMELLA CRESPI
Energia Nucleare 17 (1970) 436
- 51 E. VOGT
Advances in Nucl.Physics Vol.1 (1968) 261
- 52 H.A.WEIDENMULLER
Comments Nuclear Particle Physics 2 (1968) 182
- 53 J.J.GRIFFIN
Phys.Rev.Lett. 17 (1966) 478
- 54 J.R.HUIZENGA, R.VANDENBOSCH
Phys.Rev. 120 (1960) 1305
- 55 J.R.HUIZENGA
International Conference on the statistical properties of nuclei - Albany (U.S.,A) Aout 1971
- 56 C.F.WILLIAMSON, J.BOUJOT, J.PICARD
Rapport C.E.A. R/3042 (1966)
- 57 LANZAFAME, M.BLANN
Rapport U.R. 11 (1969) 3591
- 58 S.IWATA
J.Phys.Soc.Jap. 17 (1962) 1323
- 59 R.VANDENBOSCH, L.HASKIN, J.C.NORMANN
Phys.Rev. 137 B (1965) 1134
- 60 B.MINETTI, A.PASQUARELLI
Nucl.Phys. A 118 (1968) 449
- 61 M.BORMAN, A.BEHREND, J.RIEHLE, O.VOGEL
Nucl.Phys. A 115 (1968) 309
- 62 S.K.MANGAL, P.S.GILL
Nucl.Phys. 49 (1963) 510
- 63 A.ABBOUD, P.DECOWSKI et al.
Nucl.Phys. A 139 (1969) 42
- 64 F.S.GOULDING
Nucl.Inst.Meth. 31 (1964) 1
- 65 A.CHEVARIER
Thèse de 3ème cycle, Université de Lyon I , 1971

- 66 G.D.HARP, J.M.MILLER
Phys.Rev. 3 (1971) 1847
- 67 M.BLANN
Phys.Rev.Lett. 27 (1971) 337
- 68 F.C.WILLIAMS Jr
Phys.Lett. 31 B (1970) 184
- 69 R.BALIAN, C. BLOCH
Submitted to " Annals of Physics "
- 70 J.LINDHARD, M.SCHARFF, H.E.SCHIOTT
Klg.Danske Videnskab, Selskab Mat.Fys.Medd. 33 (1963) 14
- 71 V.BREDEL, B.A.GVOZDEV, V.A.FOMICHEV
Soviet Physics JETP Vol.18 , 3 (1963) 622
J.W.MEADOWS, R.M.DIAMOND, R.A.SHARP
Phys.Rev. 102 (1956) 190
- 72 J.B.NATOWITZ, R.L.WOLKE
Phys.Rev. 155 (1967) 1352
- 73 N.CHEVARIER, A.CHEVARIER, A.DEMEYER, TRAN MINH DUC
J. de Physique 32 (1971) 483
- 74 C. RILEY
Phys.Rev. C 1 (1970) 1776
- 75 M.T.MAGDA et al.
International Conference on statistical properties of nuclei - Albany (U.S.A) Aout 1971
- 76 W.L.HAFNER Jr, J.R. HUIZENGA, R.VANDENBOSCH
ANL - Report 6662 (1962) (Unpublished)
- 77 J.R.HUIZENGA, G.J.IGO
Report ANL (1961) 6373
- 78 G.S.MANI, I. IORI, M.A. MELKANOFF
Rapport CEA 2379 (1963)
E.J.CAMPBELL, H.FESHBACH , C.E.PORTER, V.F.WEISSKOPF
M.I.T. Tech.Rep.No 73 (1960) (Unpublished)
- 79 C.T.BISHOP
ANL Report 6405 (1961) (Unpublished)
- 80 N.T.PORILE, G.B.SAHA
Phys.Rev. 158 (1967) 1027
- 81 D.M.MONTGOMERY, N.T.PORILE
Phys.Rev. C 2 (1970) 595
- 82 C.R.KEEDY, L.HASKIN, J.WING, J.R.HUIZENGA
Nucl.Phys. 82 (1965) 1
- 83 C. RILEY, B. LINDER
Phys.Rev. 134 B (1964) 559
- 84 J.H.CARVER, G.E.COOTE, T.R.SHERWOOD
Nucl.Phys. 37 (1962) 449
- 85 D.R.SACHDEV, N.T.PORILE, L.YAFFE
Can.J.Chem. 45 (1967) 1149 et 2711
- 86 G.B.SAHA, N.T.PORILE, L.YAFFE
Phys.Rev. 144 (1966) 962
- 87 J.R.GROVER, R.J.NAGLE
Phys.Rev. 134 B (1964) 1248
- 88 C.T.HIBDON
Phys.Rev. 114 (1959) 179 - Phys.Rev. 122 (1961) 1235
- 89 P.E.NEMIROVSKI, Y.V.ADAMCHUK
Nucl.Phys. 39 (1962) 551

- 90 J.H.E.MATTAUCH, W.THIELE, A.H.WAPSTRA
Nucl.Phys. 67 (1965) 1
- 91 K.K.SETH, R.M.WILENZICK, T.A.GRIFFY
Phys.Lett. 11 (1964) 308
- 92 T. ERICSON
Advances in Phys. 9 (1960) 425
- 93 D.SPERBER
Phys.Rev. 142 (1966) 478
- 94 D.M.MONTGOMERY, N.T.PORILE
Phys.Rev. C 2 (1970) 595

P.WONG, P.J.DALY, N.T.PORILE
Nucl.Phys. A 151 (1970) 549
- 95 J.BENVENISTE, G.MERKEL, A.MITCHELL
Phys.Rev. 174 (1968) 1357

J.M.D'AURIA, M.J.FLUSS, G.HERZOG, L.KOWALSKI, J.M.MILLER, R.C.REEDY
Phys.Rev. 174 (1968) 1409

M.J.FLUSS, J.M.MILLER et al.
Phys.Rev. 187 (1969) 1449

S.T.AHRENS, W.G.SIMON, M.B.ELDRIDGE
Phys.Rev. C 2 (1970) 1433
- 96 C.R.BINGHAM, M.L.HALBERT, R.H.BASSEL
Phys.Rev. 148 (1966) 1174
- 97 L.G.MORETTO, R.STELLA
Phys.Lett. 32 B (1970) 558

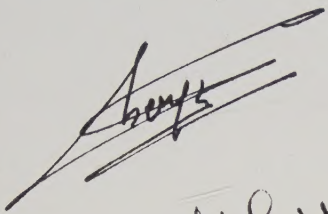
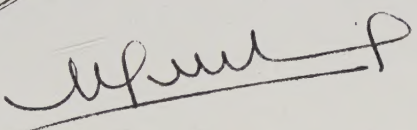
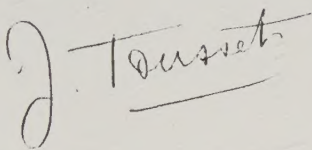
M.HILLMAN (Communication personnelle)
- 98 B.TATISCHEFF, I.BRISSAUD
Nucl.Phys. 155 (1970) 89
- 99 L.W.SWENSON, C.R.GRUHN
Phys.Rev. 146 (1966) 886

M.T.MAGDA, A.ALEVRA, I.R.LUKAS, D.PLOSTINARU, E.TRUTIA, M.MOLEA
Nucl.Phys. A 140 (1970) 23
- 100 I. HALPERN
International Conference in the statistical properties of nuclei - Albany (U.S.A.) Aout 1971
- 101 A.DEMEYER, N.CHEVARIER, A.CHEVARIER, R.CHERY, J.TOUSSET, TRAN MINH DUC
J. de Physique C 2 (1970) 225
- 102 TRAN MINH DUC, A.CHEVARIER, N.CHEVARIER, A.DEMEYER, G.HOLLINGER, P.PERTOSA
(à paraître)
- 103 G.S.MANI, D.T.JONES, D.JACQUES
Nucl.Phys. A 165 (1971) 384
- 104 C.J.BATTY, E.FRIEDMAN, D.F. JACKSON
Nucl.Phys. A 175 (1970) 1
- 105 J.J.GRIFFIN
Phys.Lett. 24 B (1967) 5
- 106 K.CHEN, Z.FRAENKEL, G.FRIEDLANDER, J.R.GROVER, J.M.MILLER, Y.SHIMAMOTO
Phys.Rev. 166 (1968) 949
- 107 P.D. KUNZ
Report Coo 535 606 Univ. of Colorado (unpublished)
- 108 T.D.THOMAS
Nucl.Phys. 53 (1964) 552

D.C.WILLIAMSON, T.D. THOMAS
Nucl. Phys. A 107 (1968) 552

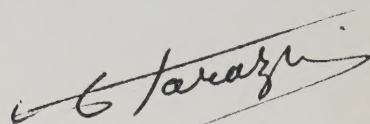
Vu :

les Membres du Jury

Vu et Approuvé :

le Directeur de l'U.E.R.
de Physique Nucléaire.


A. SARAZIN

Vu et accordé le Permis d'Imprimer

Lyon, le 18 février 1972

le Président de l'Université Claude Bernard

J. BOIDIN

